

Horst Klein

EIN MIT ELEKTRONEN BETRIEBENER
WENDELLINEARBESCHLEUNIGER ALS
MODELL EINES PROTONENBESCHLEUNIGERS

Frankfurt am Main 1961

= 1962



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551911_0079

Ein mit Elektronen betriebener
Wendellinearbeschleuniger
als Modell eines Protonenbeschleunigers

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

Vorgelegt von
Horst Klein
aus Frankfurt am Main

1961



Erster Gutachter: Professor Dr. Hermann Dänzer

Zweiter Gutachter: Professor Dr. Erwin Schopper

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Februar 1962

Tag der Promotion: 26. Februar 1962

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Theorie des Wendellinearbeschleunigers	6
2.1 Arbeitsweise	6
2.2 Lösung des Wicklungsproblems	10
2.3 Entwurf eines Wendelbeschleunigers zur Protonenbeschleunigung von 1 - 10 MeV	15
3. Das Elektronenmodell	18
3.1 Allgemeine Eigenschaften und geometrische Abmessungen	18
3.2 Aufbau	23
3.3 Verhalten im Betrieb	36
4. Energieverteilung der beschleunigten Teilchen	38
4.1 Experimentelle Ergebnisse	38
4.2 Berechnung der Energiespektren	46
5. Zusammenfassung	63
Anhang	65
Literaturverzeichnis	70

1. Einleitung

Im Jahre 1949 wurde von W. Walkinshaw und K. Wyllie (1) und etwas später, davon unabhängig, von K. Johnson (2) vorgeschlagen, wendelförmige Wellenleiter zur Beschleunigung schwerer Teilchen, besonders von Protonen, zu benutzen.

Die Hochfrequenz-Eigenschaften solcher "Wendellinearbeschleuniger" wurden seitdem vornehmlich von Johnson (3,4) theoretisch untersucht. Obgleich die Ergebnisse den Bau eines Wendelbeschleunigers durchaus sinnvoll erscheinen liessen - wenigstens zur Beschleunigung von Protonen in einem bestimmten Energieintervall - , sind bisher nur Versuche in England (5) und in Belgien (6,7,8) gemacht worden, die aber unseres Wissens nicht fortgeführt wurden.

Im Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt am Main ist eine Gruppe seit einiger Zeit damit beschäftigt, den Wendellinearbeschleuniger sowohl theoretisch als auch experimentell zu untersuchen und die Konstruktionsprinzipien eines Protonen-Beschleunigers festzulegen. Dabei wurde die Wendel zunächst auf Grund des Schichtmodells (9) berechnet und die speziellen Daten für den Wendelleiter eines solchen Beschleunigers ermittelt. Gleichzeitig wurde an kurzen Wendelmodellen experimentiert und mit Hilfe dieser hochfrequenztechnischen Messungen die theoretischen Ergebnisse geprüft und gegebenenfalls korrigiert (10). Später wurde eine Leitungstheorie der Wendel entwickelt, die besser mit den Meßergebnissen übereinstimmt als die Theorie der Schicht-Wendel (11).

Nachdem ein genügender Überblick über die Wirkungsweise des Wendellinearbeschleunigers vorlag, wurde mit der Konstruktion und dem Bau eines Beschleunigers begonnen, dessen geometrische Daten für eine Beschleunigung von Protonen von 6,8 bis 10,4 MeV berechnet sind, mit dem aber aus technischen Gründen statt Protonen Elektronen im gleichen Geschwindigkeitsbereich

beschleunigt werden, d.h. also von 3700 bis 5660 eV. Der Beschleunigungsvorgang ist dann für die Elektronen der gleiche wie für Protonen, und die Phasenschwingungen und Energie - spektren der beschleunigten Elektronen entsprechen denen der beschleunigten Protonen.

Die Vorteile bei der Verwendung von Elektronen anstelle von Protonen bestehen hauptsächlich darin, daß wegen der kleineren Elektronenmasse bei jeweils gleicher Beschleunigung geringere Beschleunigungsfelder und damit auch kleinere Senderleistungen erforderlich sind. Außerdem macht die Fokussierung von Protonen einen höheren Aufwand erforderlich als die der Elektronen.

Über diesen Beschleuniger - im folgenden "Elektronenmodell" genannt - und die Erfahrungen, die bei seinem Betrieb gemacht wurden; berichtet die vorliegende Arbeit. Um die Wahl der Parameter, die bei seiner Konstruktion benutzt wurden, verständlich zu machen, wird im ersten Teil der Arbeit die Theorie des Wendellinearbeschleunigers kurz behandelt. Dann folgt die Beschreibung des Modells und seines Verhaltens im Betrieb und der Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten Energiespektren.

2. Theorie des Wendellinearbeschleunigers.

2.1 Arbeitsweise

Das Beschleunigungssystem besteht beim Wendelbeschleuniger aus einem spiralenförmig gewickelten Wellenleiter, der von einem konzentrischen Zylinder, dem Außenleiter, umgeben ist, wie Abb. 1 zeigt.

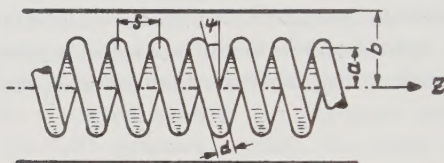


Abb. 1

Die Wendel im Außenleiter.

a = Wendelradius, b = Außenleiterradius

d = Wendeldrahtstärke, s = Windungsabstand

ψ = Steigungswinkel.

Die Hochfrequenzwelle läuft etwa mit Lichtgeschwindigkeit den Wendeldraht entlang und erzeugt auf der Wendelachse ein sinusförmiges elektrisches Feld, dessen Feldstärkevektor die Richtung der z -Achse hat. Diese Welle auf der Wendelachse pflanzt sich mit einer Phasengeschwindigkeit v_{ph} fort, die im wesentlichen von der Geometrie der Wendel (Wendelradius a und Windungsabstand s) abhängt. Der geometrische Zusammenhang zwischen den Größen a , s , ψ und der Länge l einer Windung ist in Abb. 2 dargestellt und liefert die Beziehungen (1) und (2).

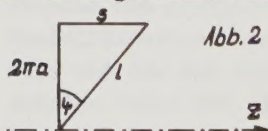


Abb. 2

$$s = 2\pi a \operatorname{tg} \psi \quad (1)$$

$$s/l = v_{ph} / v_D = \sin \psi \quad (2)$$

Dabei ist v_D die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle längs des Wendeldrahtes. Wie später gezeigt wird,

ist sie von der Wendelgeometrie und der Betriebsfrequenz abhängig und im allgemeinen etwas größer als die Lichtgeschwindigkeit c . Schreibt man die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Form

$$v_D = F \cdot c,$$

wobei der Faktor F die Größenordnung 1 hat, so ergibt sich die Phasengeschwindigkeit auf der Wendelachse zu

$$v_{ph} = F \cdot c \cdot \sin \psi. \quad (3)$$

Auf der Wendelachse läuft also mit der Geschwindigkeit v_{ph} in z -Richtung eine sinusförmige Hochfrequenzwelle mit axial gerichtetem Feldstärkevektor. Setzt man auf die vordere Flanke des Wellenberges ein geladenes Teilchen (s. Abb. 3), dessen Geschwindigkeit v gleich der Phasengeschwindigkeit der Welle ist, so wird es - im Gegensatz zum Driftröhren - Beschleuniger nach Alvarez - kontinuierlich nach dem Wellenreiterprinzip beschleunigt (bei positiver Feldstärke soll die Kraft in z -Richtung wirken).

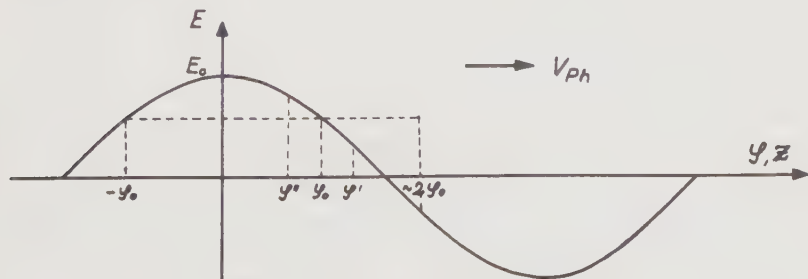


Abb. 3

Lage verschiedener Teilchen relativ zur Hochfrequenzwelle auf der Wendelachse.

Auf das Teilchen wirkt die Kraft

$$K = dT/dz = e E_0(z) \cos \varphi, \quad (4)$$

wobei T die kinetische Energie des Teilchens, e seine Ladung, φ seine relative Lage zur Hochfrequenzwelle und $E_0(z)$ die Amplitude der beschleunigenden elektrischen Feldstärke auf der Wendelachse bedeuten.

Verlangt man, daß für ein bestimmtes Teilchen, das wir im folgenden Sollteilchen nennen wollen, die Phasenlage φ während der Beschleunigung konstant gleich φ_0 bleibt, so muß an jeder Stelle z des Beschleunigers die Phasengeschwindigkeit v_{ph} mit der Teilchengeschwindigkeit v übereinstimmen. Da die Phasengeschwindigkeit bei fester Frequenz durch die Geometrie gegeben ist, muß man dazu über die Wendelabmessungen längs der Beschleunigungsstrecke in geeigneter Weise verfügen. Führt man die Bedingung

$$v = v_{ph} \quad (5)$$

in die obige Gleichung (4) ein, so erhält man bei Vernachlässigung relativistischer Effekte:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{m \cdot v^2}{2} \right) = e E_0(z) \cdot \cos \varphi_0 \quad (6)$$

Die Beziehung (6) muß bei der Lösung des " Wicklungsproblems ", d.h., bei der Berechnung der geometrischen Parameter und ihrer Änderung längs der Wendelachse erfüllt sein. Im nächsten Abschnitt wird auf das Wicklungsproblem näher eingegangen.

Zuvor soll nach an Hand von Abb.3 gezeigt werden, daß ein Teilchen mit der eingezeichneten Lage φ phasenstabil ist. Erreicht z. B. das Teilchen durch irgend welche Umstände eine zu große Geschwindigkeit, läuft also schneller als die Welle, so gelangt es in Bereiche kleinerer beschleunigender Feldstärke (etwa nach φ'), wird dort weniger beschleunigt als das Sollteil-

chen und dadurch von der Welle wieder eingeholt. Es schwingt über die Sollphase hinaus, gelangt in Bereiche größerer Feldstärke (etwa nach γ''), wird dadurch wieder stärker beschleunigt als das Sollteilchen und so fort, führt also stabile Phasenschwingungen um die Sollphase aus. Diese Phasenschwingungen verursachen Energieabweichungen der einzelnen beschleunigten Teilchen vom Sollteilchen und damit das Energiespektrum.

Durch die Forderungen, daß das Sollteilchen beschleunigt werden und in axialer Richtung stabil sein soll, wird seine Phasenlage auf den Bereich $0 < \gamma < \frac{\pi}{2}$ beschränkt. Bei einem kleinen Phasenwinkel wird die beschleunigende Feldstärke und damit die der Wendel zugeführte Hochfrequenzleistung gut ausgenutzt; der Einfangbereich des Beschleunigers ist dann aber klein. Haben nämlich alle Teilchen beim kontinuierlichen Einschub die richtige Anfangsenergie, so werden nur die Teilchen eingefangen, die stabil um die Sollphase schwingen können, deren Phasenlage also zwischen $-\gamma_0$ und etwa $+2\gamma_0$ liegt. Der Bruchteil aller beschleunigten Teilchen beträgt demnach ungefähr γ_0/π . In der Praxis wird man eine Sollphase von 30° bis 45° wählen, was etwa einem Einfangbereich von 25% bis 40% und einer Ausnutzung der Hochfrequenzleistung von 75% bis 50% entspricht.

In einem fertiggestellten Beschleuniger benötigt das Sollteilchen eine ganz bestimmte beschleunigende Feldstärke $E = E_0 \cos \gamma_0$. Ändert man die Amplitude E_0 um einen längs der Wendelachse konstanten Faktor, z.B. durch Ändern der Senderleistung, so verschiebt sich die Sollphase zu einem Wert, für den das Produkt $E \cos \gamma_0$ wieder die richtige Größe hat. Dieser Sachverhalt wurde beim Elektronenmodell dazu benutzt, die Energiespektren für verschiedene Phasen γ_0 des Sollteilchens zu untersuchen.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß man im Wendellinearbeschleuniger auch mit Hilfe von stehenden Wellen beschleunigen kann; dabei wird der Wellenleiter in Resonanz erregt, und die Teilchen werden ungleichförmig im Wechselfeld der stehenden Welle beschleunigt. Im folgenden wird jedoch nur die Beschleunigung mit laufenden Wellen betrachtet.

2.2 Lösung des Wicklungsproblems.

Zur Lösung des Wicklungsproblems müssen die elektrische Feldstärke E_0 und die Phasengeschwindigkeit v_{Ph} als Funktion der Wendelgeometrie, der Betriebsfrequenz f und des HF-Leistungsflusses S durch die Wendel bekannt sein. Dazu wurden die elektrischen Vorgänge auf der Wendel mit Hilfe des Schichtmodells (9) und einer am Institut entwickelten Leitungstheorie (11) berechnet. Im Anhang sind die wichtigsten Ergebnisse dieser beiden Theorien gegenübergestellt. Sie liefern die Abhängigkeit der Feldgrößen von der Wellenlänge und den geometrischen Wickelaten der Wendel und bestimmen insbesondere (s. Gl. (3) bzw. Gl. (3a) des Anhanges) den Wert der axialen Wellenzahl $k = 2\pi/v_{Ph}$ und damit den in Gl. (3) noch offen gelassenen Faktor F .

Die Amplitude E_0 des elektrischen Feldes ist an jedem Punkt der Wendelachse proportional der Wurzel aus dem jeweiligen Leistungsfluß S ; deshalb ist es zweckmässig, die ortsabhängige Größe

$$\bar{F} = E_0^2/S \quad (7)$$

einzuführen, die üblicherweise mit Reihenimpedanz bezeichnet wird. Unter Parallelimpedanz sei der Ausdruck

$$\eta = E_0^2/p \quad (8)$$

verstanden, in dem p die pro Zeit- und Längeneinheit auftretenden Verluste bedeuten.

$\bar{F}$ gibt die Amplitude der beschleunigenden Feldstärke bei bekanntem Leistungsfluß, η liefert ein Maß für die Verluste im Wellenleiter. Die beiden Größen $\bar{F}$ und η hängen nur von den geometrischen Daten des Beschleunigungssystems und der Betriebsfrequenz ab.

Der Leistungsfluß auf der Wendel nimmt infolge der Verluste monoton ab nach der Beziehung

$$dS = -p \, dz. \quad (9)$$

Mit Hilfe der Definitionen (7) und (8) ergibt sich durch Integration:

$$\begin{aligned} S &= S_0 \cdot e^{-\int_0^z \frac{p}{S} \, dz'} \\ &= S_0 \cdot e^{-\int_0^z \frac{1}{Q_0(z)} \, dz'} \end{aligned} \quad (10)$$

Würden die geometrischen Daten der Wendel längs der z-Achse ungeändert beibehalten, so wären $\bar{f}$ und Q_0 ortsunabhängig und l_0 würde dann die Abklinglänge des Leistungsflusses bedeuten.

Bei gegebener Frequenz und konstantem Außenleiterradius ist die Energie T des Sollteilchens nach

$$T = 1/2 \, m \cdot v^2 = 1/2 \, m \, v_{Ph}^2$$

eine Funktion des Wendelradius a und des Windungsabstandes s. Demnach kann man die Reihenimpedanz und die Dämpfungslänge als Funktionen der Teilchenenergie T und des Wendelradius a (oder auch des Windungsabstandes s) auffassen:

$$\bar{f} = \bar{f}(r_a), \quad l_0 = l_0(T, a)$$

Die Abbildungen 4 und 5 zeigen die Verläufe der Größen $\sqrt{\bar{f}}$

und l_0 in Abhängigkeit von der Energie T mit b/a als Parameter; in Abb. 6 ist der funktionelle Zusammenhang der drei Größen T , a und s dargestellt. Die Frequenz ist hierbei 150 MHz, der Außenleiterradius b gleich 6 cm.

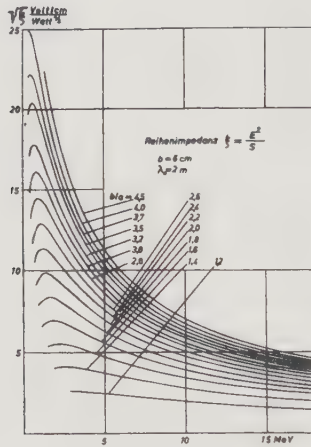


Abb. 4 Wurzel aus der Reihenimpedanz (beschleunigende elektrische Feldstärke, bezogen auf den Leistungsfluß) in Abhängigkeit von der Protonenenergie mit b/a als Parameter ($b=6\text{cm}$, $f=150 \text{ MHz}$).

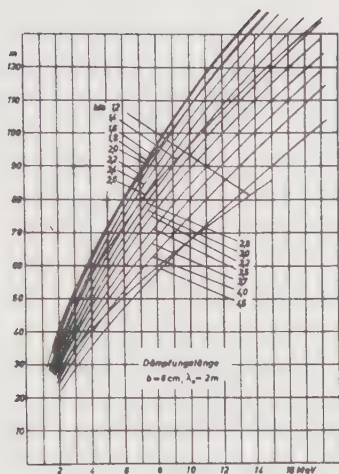


Abb. 5 Dämpfungslänge als Funktion der Protonenenergie mit b/a als Parameter ($b=6\text{ cm}$, $f=150\text{ MHz}$).

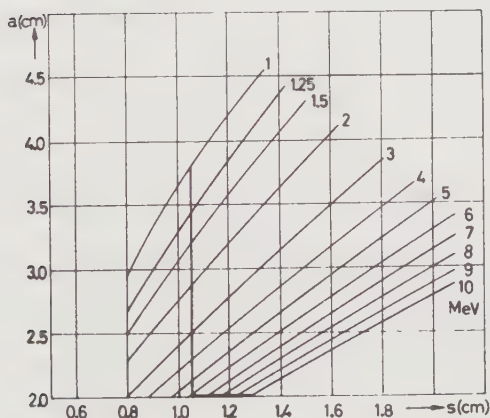


Abb. 6 Lenzradius in Abhängigkeit vom Windungsabstand mit der Protonenenergie als Parameter ($b=6\text{ cm}$, $f=150\text{ MHz}$).

Ersetzt man in der Beziehung (6), die an jedem Punkt der Wendelachse für das Sollteilchen erfüllt sein muß, die Feldstärke $E_0(z)$ durch den Leistungsfluß und die Reihenimpedanz, so folgt für die ortsabhängige Kraft, die auf das Teilchen wirkt:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{d}{dz} \left[\frac{m}{2} \cdot v_{ph}^2 \right] = e \cdot \sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi_0 \cdot \sqrt{\mathfrak{F}} \cdot e^{-\int_0^z \frac{dz'}{l_0}} \quad (11)$$

Bei gegebener Frequenz und konstantem Außenleiterradius ist dies eine Beziehung zwischen dem Wendelradius $a(z)$, dem Windungsabstand $s(z)$ und der Ortskoordinate z . Wie man sieht, kann man noch eine der beiden Funktionen $a(z)$ oder $s(z)$ frei wählen, die andere ist dann jeweils durch die Gl.(11) bestimmt.

Zur Lösung des Wicklungsproblems wurde die Gl.(11) integriert; man erhält dann für die ortsabhängige kinetische Energie des Teilchens:

$$T_{(z)} = T_0 + e \sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi_0 \cdot \int_0^z \sqrt{\mathfrak{F}_{[T_{(z')}, a_{(z')}]}} \cdot e^{-\int_0^{z'} \frac{dz''}{l_0 [T_{(z'')}, a_{(z'')}]}} dz' \quad (12)$$

wobei T_0 die Anfangsenergie des Teilchens sein soll. Die Auswertung von Gl.(12) wurde schrittweise vorgenommen, indem man das Integral der Reihe nach in einzelne Intervalle als Summe aufteilte und die Funktionen $\mathfrak{F}$ und l_0 über diese Intervalle als konstant betrachtete. In einzelnen ergibt sich also folgendes Verfahren:

Im ersten Integral-Intervall wird auf der rechten Seite der Gl.(12) die Anfangsenergie der Protonen eingesetzt und der anfängliche Wendelradius in geeigneter Weise festgelegt. Die Abbildungen 4 und 5 geben dann die zugehörigen Werte der Reihenimpedanz und der Dämpfungslänge an, und Gl.(12) liefert die

Energie am Anfang des zweiten Intervalls. Bei vorgegebenem $a(z)$ oder auch a_T kann dann durch schrittweise Fortführung dieses Verfahrens die jeweils erreichte Teilchenenergie $T(z)$ und nach Abb. 6 die zugehörige Funktion $s(z)$ ermittelt werden. Im nächsten Abschnitt sind die nach diesem Verfahren berechneten Daten eines bestimmten Beschleunigers angegeben.

2.3 Entwurf eines Wendelbeschleunigers zur Protonenbeschleunigung von 1-10 MeV.

Am hiesigen Institut untersuchten W. Müller und J. Rembser (9) auf Grund des Schichtmodells theoretisch das Wicklungsproblem eines Protonenbeschleunigers von etwa 1-10 MeV für einen weiten Bereich der verschiedenen Parameter (a, b, s, d, S_0, f). Sie gingen dabei von der Voraussetzung aus, daß der geplante Beschleuniger große Strahlströme liefern, die Pulsfolge-Frequenz also möglichst hoch sein soll. Dadurch tritt das Kühlproblem entscheidend in den Vordergrund. Eine einfache Möglichkeit besteht darin, die Wendel aus Rohr zu wickeln und Wasser direkt durch die Wendel zu pressen. Sie berechneten, daß man bei einer Beschleunigerlänge von etwa 12 m, einer mittleren Verlustleistung von 20 kW und einem Wasserdruck von 20 Atm ein Rohr mit einer lichten Weite von 0,6 cm benötigt; bei einer Wandstärke von 0,1 cm beträgt dann der äußere Durchmesser d des Rohres 0,8 cm. Aus technischen Gründen liegt dadurch der minimale Wendelradius fest: $a_{\min} \approx 2$ cm. Wegen der Rohrdicke und der Gefahr elektrischer Überschläge wird man den kleinsten Windungsabstand nicht unter 1 cm festsetzen können: $s_{\min} \approx 1$ cm. Ferner ist es aus technischen Gründen sinnvoll, den Außenleiterradius b längs der Beschleunigungsstrecke nicht zu ändern.

Über die Variation von a und s wurde so verfügt, daß die Reihenimpedanz auf der Wendelachse überall möglichst groß ist.

Das bedeutet, daß der Wendelradius überall so klein wie möglich gehalten wird. Daraus ergibt sich folgende Variation von a und s :

Am Anfang des Beschleunigers ist $s = s_{\min}$ und a verkleinert sich, bis es seinen minimalen Wert erreicht hat; dann bleibt a konstant und s wird langsam größer. Die in Abb. 6 dick eingezeichnete Linie gibt den gewählten Gang von a und s an.

Unter diesen Voraussetzungen ergab sich, daß eine Beschleunigung von Protonen in dem Energiebereich unter 1 MeV mit der Wendel unzweckmäßig ist. Die Reihenimpedanz sinkt für kleine Energien stark ab, gleichzeitig steigen die Verluste. Es wurde deshalb eine Einschußenergie von 1 MeV festgelegt. Die nähere Betrachtung zeigte, daß damit auch eine praktische obere Grenze für die Endenergie existiert, da für höhere Energien die Reihenimpedanz zunächst zwar größer wird, dann aber wieder langsam absinkt. Die Endenergie wurde deswegen auf 10 MeV festgesetzt.

Im folgenden sind die Werte für die verschiedenen Parameter zusammengestellt, die sich für einen Beschleuniger unter diesen Voraussetzungen als besonders günstig erwiesen:

Betriebsfrequenz	$f = 150 \text{ MHz}$
Außenleiterradius	$b = 6 \text{ cm}$
Minimaler Wendelradius	$a_{\min} = 2 \text{ cm}$
Minimaler Windungsabstand	$s_{\min} = 1,05 \text{ cm}$
Wendeldrahtdurchmesser	$d = 0,8 \text{ cm}$

Als ein Beispiel sind in Abb. 7 die Verläufe von a und s längs der Wendelachse für einen Beschleuniger aufgetragen, der bei einem Leistungsfluß von 3 Megawatt Protonen auf einer Strecke von rund 12 Metern von 1-10 MeV beschleunigt, wobei die Sollphase 45° beträgt. Man erkennt, daß der Übergang von variablem Wendelradius und konstantem Windungsabstand zu konstantem Wendelradius und variablem Windungsabstand etwa in der Mitte der Beschleunigungsstrecke liegt.

Die Wahl der Betriebsfrequenz von 150 MHz ist ein Kompromiß.

Verringert man die Frequenz, so wird die Reihenimpedanz bei kleinen Energien größer, sinkt aber für große Energien und umgekehrt. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß es günstig ist, die Einschußenergie größer als 1 MeV zu wählen. Bei einer Vorbeschleunigung der Protonen auf 5-6 MeV z.B. könnte man bei vernünftigen Aufwand mit dem Wendelbeschleuniger auf eine Endenergie von etwa 25-30 MeV beschleunigen; die Frequenz müßte dann von 150 MHz auf etwa 220-250 MHz erhöht werden.

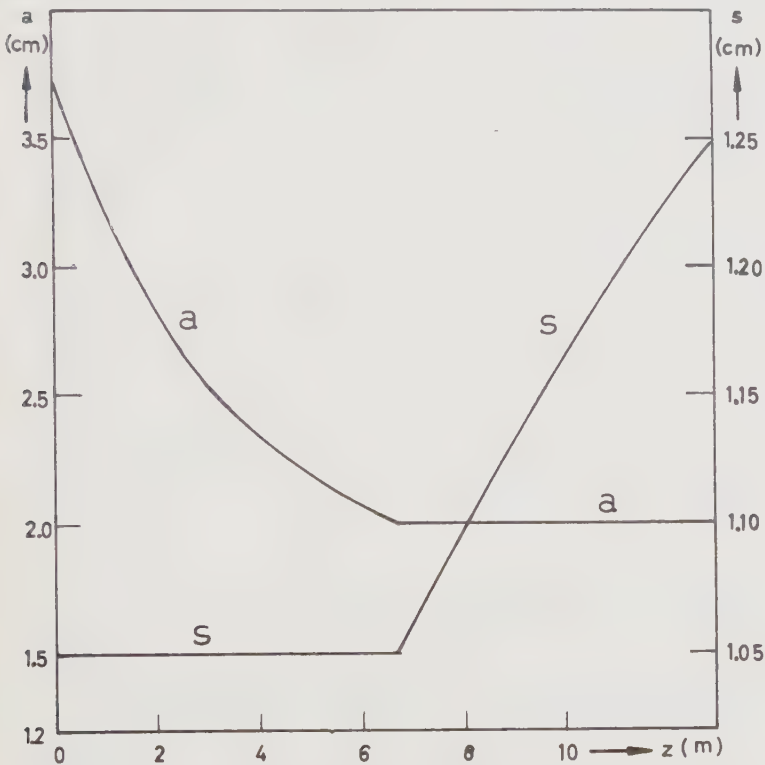


Abb. 7

Abhängigkeit des Wendelradius a und des Windungsabstandes s von der Beschleunigungsstrecke z bei einem Protonen-Wendelbeschleuniger von 1-10,15 MeV. Die Senderleistung beträgt 3 Megawatt bei einer Sollphase von 45° .

3. Das Elektronenmodell

3.1 Allgemeine Eigenschaften und geometrische Abmessungen.

Im vorigen Abschnitt wurden die Konstruktionsunterlagen eines Protonen-Wendellinearbeschleunigers entwickelt. Um nun zu prüfen, inwieweit sie den Bau eines gut funktionierenden Beschleunigers erlauben, und um experimentelle Erfahrungen zu gewinnen, wurde das erwähnte "Elektronenmodell" gebaut. Dieses Modell ist ein Wendelbeschleuniger, der für die Beschleunigung von Protonen berechnet ist und dessen geometrische Abmessungen die eines Protonenbeschleunigers sind. Aus technischen Gründen werden aber anstelle von Protonen Elektronen im gleichen Geschwindigkeitsintervall beschleunigt. Das bedeutet eine große Vereinfachung hinsichtlich des Aufwandes:

Die zur Beschleunigung von Elektronen notwendige Hochfrequenzleistung ist etwa um den Faktor $3 \cdot 10^{-7}$ kleiner als bei der Beschleunigung von Protonen. Man kommt deshalb mit einem kleinen Sender aus, benötigt keine Rückführung der Hochfrequenzleistung und braucht die Wendel nicht zu kühlen. Ferner lassen sich die Elektronen leicht handhaben, da sie in einem Energiebereich von einigen keV beschleunigt werden. Ihre Fokussierung kann in einfacher Weise durch ein homogenes Magnetfeld längs der Wendelachse erfolgen.

Trotz dieser Vereinfachungen verhalten sich die Elektronen im Beschleuniger genauso wie die Protonen, so daß man am Elektronenmodell direkt die Beschleunigungseigenschaften untersuchen kann, insbesondere die Energieverteilung der beschleunigten Teilchen in Abhängigkeit von der Hochfrequenzleistung (und damit der Phase y , des Sollteilchens), der Einschüßenergie und der Frequenz. Hingegen ist zur Untersuchung der - im wesentlichen technischen - Probleme, die speziell beim Betrieb mit Protonen auftreten (Ankopplung und Rückführung der notwendigen Hochfrequenzleistung von einigen Megawatt, radiale Fokussierung der Protonen), das Modell verständlicherweise nicht geeignet.

Das vorliegende Elektronenmodell beschleunigt auf einer Länge von drei Metern Elektronen von 3,7 bis auf 5,66 keV entsprechend einer Protonenbeschleunigung von 6,8 auf 10,4 MeV. Längs der Beschleunigungsstrecke bleibt der Wendelradius konstant gleich 2 cm und der Windungsabstand vergrößert sich von 1,05 cm am Anfang auf 1,24 cm am Ende der Wendel. Wie man aus der weiter oben angegebenen Lösung des Wicklungsproblems für den Protonenbeschleuniger von 1-10 MeV (Abb. 7) ersieht, ist das Elektronenmodell ein Analog für dessen zweiten Beschleunigungsabschnitt, wobei allerdings die Modellwendel nur halb so lang ist. Diese Halbierung der Beschleunigungsstrecke verringert den baulichen Aufwand für das Modell; sie bedingt eine Vervierfachung der notwendigen Hochfrequenzleistung, was aber beim Modell wegen der dort nur geringen benötigten Senderleistung keine Schwierigkeiten macht.

Die charakteristischen Daten sind im folgenden kurz zusammengestellt:

Betriebsfrequenz: 150 MHz,

Gesamtlänge der Wendel: 3 m,

Wendelradius: 2 cm (konstant über die ganze Beschleunigungsstrecke)

Wendeldrahtdurchmesser: 0,8 cm.

Der Windungsabstand vergrößert sich längs der Wendel von 1,05 cm am Anfang auf 1,24 cm am Ende des Beschleunigers.

Die benötigte Senderleistung beträgt 2,1 Watt bei einem Phasenwinkel des Sollteilchens von 45 Grad; die entsprechende HF-Leistung bei Beschleunigung von Protonen würde 7,08 MWatt betragen.

Die Elektronen werden von 3,7 keV auf 5,66 keV beschleunigt entsprechend einer Protonenbeschleunigung von 6,8 MeV auf 10,4 MeV.

Der Verlauf des Windungsabstandes längs der Beschleunigungsstrecke wurde nach dem angegebenen Verfahren berechnet. Dabei wurde die Abhängigkeit der Reihenimpedanz vom Windungsabstand zugrunde gelegt, wie sie sich aus der Leitungstheorie für die

Wendel (s.Gl.(1a) des Anhanges) ergab, da diese Theorie richtigere Ergebnisse liefert als die Theorie des Schichtmodells. Abb.8 zeigt den Verlauf von $\sqrt{f}$, die gestrichelte Kurve wurde nach dem Schichtmodell berechnet. Die Dämpfung des Leistungsflusses - die wegen der Kürze des Modells hier keine große Rolle spielt - wurde nach Messungen von H.Herminghaus (10) berücksichtigt. Der aus Abb.9 ersichtliche große Unterschied zwischen der theoretischen Dämpfungslänge (berechnet nach Schichtmodell, gestrichelte Kurve) und der gemessenen erklärt sich daraus, daß wegen des Skineffekts die Dämpfung sehr stark von der Oberflächenbeschaffenheit des Wendeldrahtes abhängt; eine Versilberung der aus Kupferdraht gewickelten Wendel würde sicher eine weitgehende Annäherung von Theorie und Experimente ergeben.

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen in Abhängigkeit von der Beschleunigungsstrecke z die Verläufe des Windungsabstandes und der Teilchenenergie, wie sie sich für das Elektronenmodell ergaben. Es ist hier und auch später nicht die - an sich uninteressante - kinetische Energie der Elektronen aufgetragen sondern die entsprechende Protonenenergie.

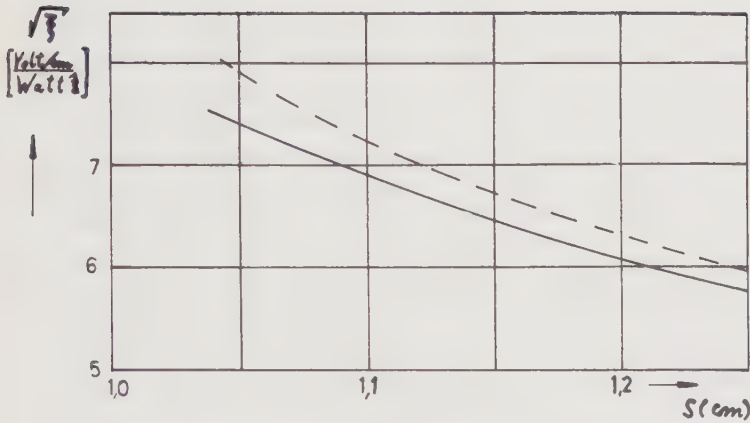


Abb. 8 Wurzel aus der Reihenimpedanz in Abhängigkeit vom Windungsabstand ($a=2\text{cm}$, $b=6\text{cm}$, $f=150\text{ MHz}$). Durchgezogene Kurve nach Leitungstheorie, gestrichelte nach Schichtmodell berechnet.

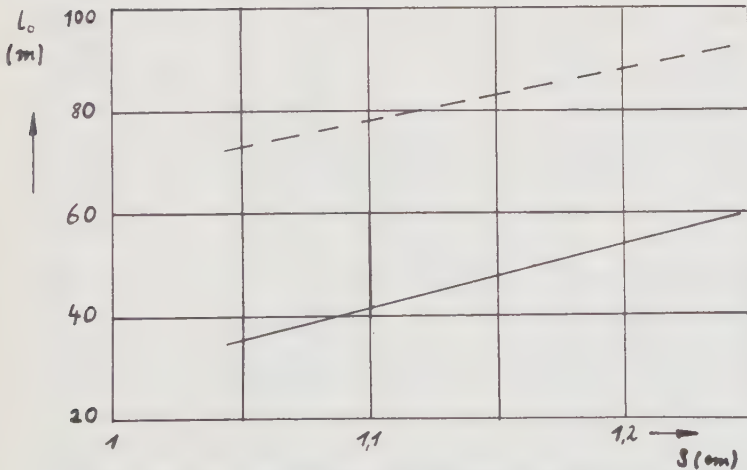


Abb. 9 Dämpfungslänge in Abhängigkeit vom Windungsabstand ($a=2\text{cm}$, $b=6\text{cm}$, $f=150\text{ MHz}$). Durchgezogene Kurve gemessen, gestrichelte nach Schichtmodell berechnet.

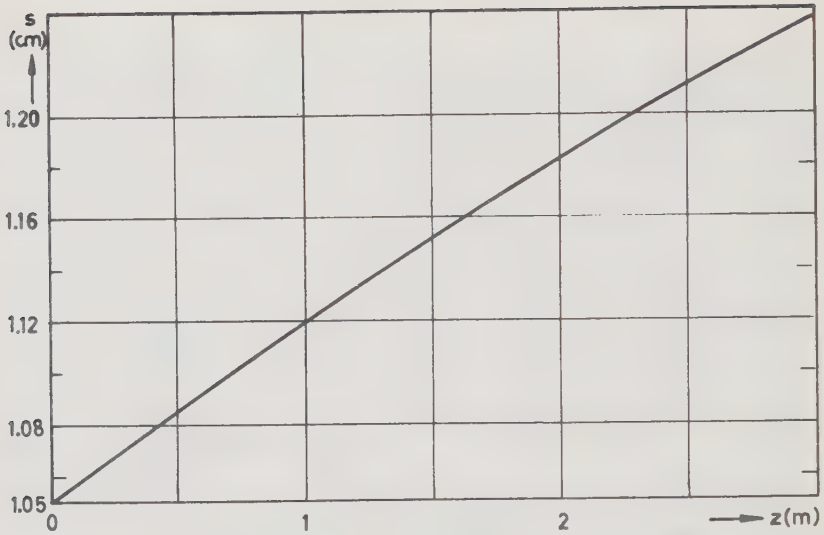


Abb. 10 Variation des Windungsabstandes längs der Beschleunigungsstrecke.

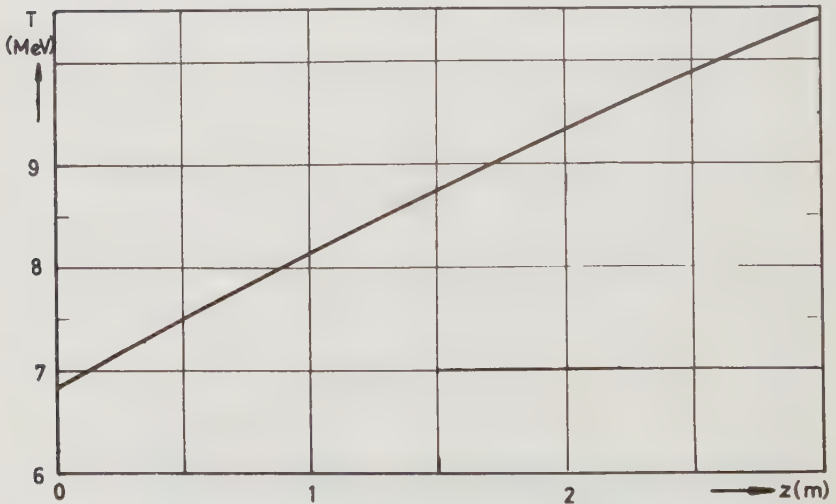


Abb. 11 Verlauf der Protonenenergie längs der Wendelachse.

3.2 Aufbau.

Nachdem die geometrischen Daten der Wendel numerisch festlagen, konnte die Wendel gewickelt werden. Für die Versuchswendel des Elektronenanalogs wurde kein Kupferrohr benutzt, wie es bei dem Protonenbeschleuniger wegen der Kühlung notwendig ist, sondern blankgezogener Kupferdraht mit gleichen äußeren Durchmesser (0,8 cm). Das Vollmaterial hat den Vorteil, daß es sich besser und gleichmässiger biegen läßt als Rohr.

Das maßhaltige Wickeln des Kupferdrahtes war ein nicht leicht zu lösendes Problem, das in umfangreichen Versuchen in der Institutswerkstatt untersucht wurde. Als beste Lösung ergab sich folgendes Verfahren:

Der Kupferdraht wurde durch besondere Vorrichtungen auf einer Länge von jeweils 150 cm exakt gerade gerichtet und ausgeglüht, um alle elastischen Spannungen zu beseitigen und die Zugkräfte beim Wickeln herabzusetzen. Der Kupferdraht wurde poliert, ging dann durch eine am Support der Drehbank befestigte Führung und wurde auf eine in der Drehbank eingespannte Stahlwelle von 320 cm Länge aufgewickelt. Der Durchmesser dieser Stahlwelle wurde so gewählt, daß die Wendel, die nach Beendigung des Wickelns trotz Ausglühens des Kupferdrahtes noch etwas elastisch aufsprang, dann gerade den richtigen Radius hatte. Das geringfügige und - nach sorgfältiger Vorbehandlung des Kupferdrahtes - auch gleichmässige Aufspringen der Wendel nach dem Wickeln machte es möglich, den Wickeldorn ohne Mühe aus der Wendel herauszuziehen.

Die Drehbank erlaubte keine kontinuierliche Veränderung der Steigung, wie es eigentlich für uns wünschenswert gewesen wäre, doch lagen die einzelnen Einstellmöglichkeiten des Steigungsmaßes in dem interessierenden Bereich genügend dicht. Die Steigung wurde jeweils so eingestellt, daß der Windungsabstand immer etwas kleiner war als der geforderte. Dabei war zu berücksichtigen, daß das auf der Drehbank eingestellte Steigungsmaß wegen des schon erwähnten elastischen Aufspringens nicht gleich dem resultierenden Steigungsmaß der Wendel nach dem Wickeln war.

Durch geeignet geformte Doppelkeile aus Trolitul, die zwischen die einzelnen Windungen gepreßt wurden, wurden die Windungsabstände gemäß der Lösung des Wicklungsproblems eingestellt und fixiert. Diese Keile gestatten es, den Windungsabstand gegebenenfalls auch noch später verändern zu können. Trolitul wurde als Material gewählt, weil es gute HF-Eigenschaften besitzt, sich leicht bearbeiten läßt und eine ausreichende mechanische Festigkeit hat.

Das genaue Einstellen des Windungsabstandes war schwierig, da die Toleranzen sehr gering sind. Wie man aus Abb. 10 ersieht, steigt der Windungsabstand von 10,5 mm am Anfang der Wendel nur auf 12,4 mm am Wendelende an. Das bedeutet, daß sich der Windungsabstand von Windung zu Windung nur um etwa 0,007 mm ändert. Um ihn genügend genau messen zu können, mußte eine spezielle Meßvorrichtung gebaut werden, die es erlaubte, sowohl einzelne Windungsabstände als auch die Summe mehrerer Windungsabstände (etwa 10) zu messen (Abb.12). Dies ist nötig, da sich sonst Fehler beim Einstellen der einzelnen Windungen, die an sich noch nicht stören, auf der ganzen Länge des Beschleunigers (ca. 300 Windungen) zu untragbar großen Abweichungen vom Sollwert addieren könnten.

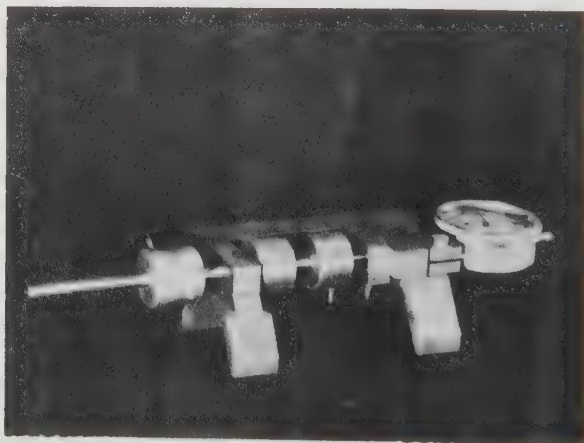


Abb.12
Vorrichtung zum Messen der Windungsabstände.

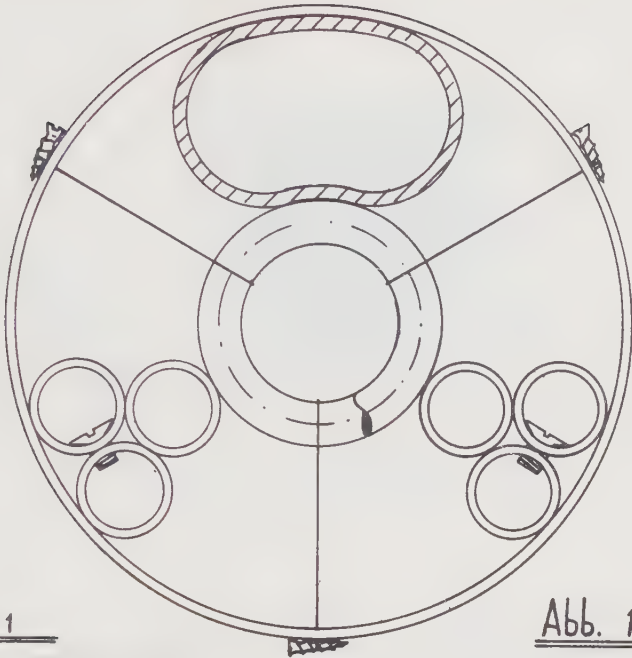
Die Meßgenauigkeit betrug etwa 0,005 mm, war also eigentlich für das Einstellen der einzelnen Windungen zu klein. Eine größere Genauigkeit wäre aber zwecklos gewesen, da die Rauigkeit der Kupferdrahtoberfläche in der gleichen Größenordnung lag. Dennoch konnte die berechnete Abhängigkeit des Windungsabstandes von der Beschleunigerlänge genügend genau realisiert werden, da einerseits die Hochfrequenzwelle, die eine Rohrwellenlänge von 24 - 30 cm hat, über kleine Abweichungen vom Sollwert bei einzelnen Windungsabständen hinwegmittelt, und andererseits durch die Messungen über jeweils 10 Windungen der Gang des Windungsabstandes mit einer Genauigkeit von 0,005 mm eingehalten werden konnte.

Allerdings war das Fixieren der Windungsabstände mit den Trolitulkeilen sehr langwierig. Wie schon erwähnt, konnte der Windungsabstand auf der Drehbank nur stufenweise verändert werden. Es stellte sich heraus, daß der Druck an den Stellen maximaler Unterschreitung des verlangten Windungsabstandes so stark wurde, daß die Keile sich nach einiger Zeit verformten und zersprangen. An diesen Stellen mußte die Wendel vorsichtig mit der Hand auseinandergedrückt werden. Das bedingte ein wiederholtes Vermessen der Windungsabstände und Nachjustieren der Keile, bis sich die Windungsabstände auch nach längerer Zeit nicht mehr meßbar änderten.

Die fertiggewickelte und justierte Wendel mußte nun in den Außenleiter montiert werden, der aus einem blankgezogenen, 320 cm langen Kupferrohr mit einer lichten Weite von 12 cm und einer Wandstärke von 3 mm besteht. In diesem Rohr wurde die Wendel an drei um jeweils 120° versetzten Ebenen von Nylonfäden aufgehängt. Dies Verfahren hatte sich an früher angefertigten Wendelstücken sehr gut bewährt; es erlaubt eine genaue Zentrierung und kommt mit sehr wenig Dielektrikum aus. Das Aufhängen der Wendel und das Spannen der Nylonfäden geschah folgendermaßen: Die Wendel wurde zunächst auf einem besonders konstruiertem "Bett" genau zentrisch in den Außenleiter eingeschoben. Dieses Bett bestand aus 2 mal 3 Stahlrohren von je 305 cm Länge, die gemäß Abb. 14 an mehreren Stellen leicht lösbar miteinander

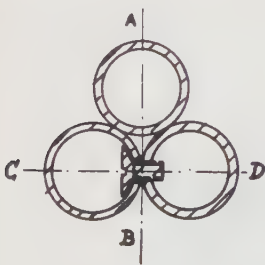
verbunden waren. Oben auf die Wendel wurde ein aufgepumpter Kunststoffschlauch gelegt, der dann mit Preßluft aufgeblasen wurde und die Wendel fest auf ihr Bett drückte. Der Wickeldorn wurde jetzt entfernt und drei Nylonfäden durch die Wendel durchgezogen und über Rollen mit je 500 g belastet und gespannt. In den Außenleiter sind drei Reihen von Löchern, deren Abstand gleich dem Windungsabstand ist, gebohrt, durch die mittels einer Art Häkelnadel die Nylonfäden zwischen den Windungen herausgezogen und durch Splinte fixiert werden konnten. Als Splinte dienten konische Schrauben, die ein Nachjustieren jeder einzelnen Windung in radialer Richtung erlauben. Die Wendel saß dann im Außenleiter, wie es Abb. 14 zeigt.

Danach wurde der Schlauch wieder evakuiert, die Rohre voneinander getrennt und aus dem Außenleiter herausgezogen. Die Wendel hing jetzt fest an den Nylonfäden (s. Abb. 15). Auf Grund des Eigengewichtes der Wendel von 25 kg ergibt sich eine zusätzliche Spannung der oberen Fäden von 60 g, die angesichts der gewählten Fadenspannung von 500 g und wegen der Elastizität des Materials keine Rolle spielt.



M 1:1

Abb. 14



M 1:1

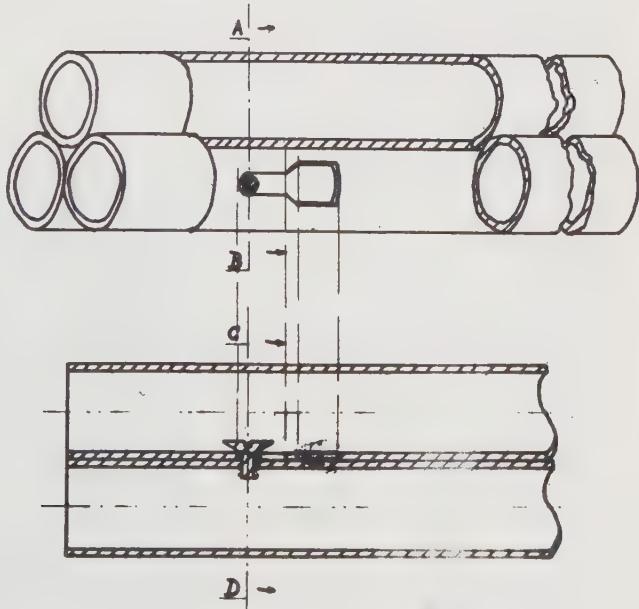


Abb. 13

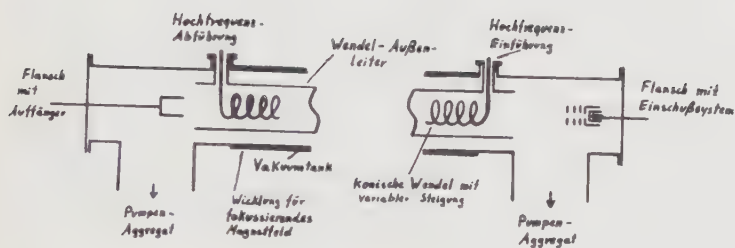


Abb. 15

Die Aufhängung der Wendel im
Außenleiter mittels Nylonfäden.

Das Beschleunigungssystem, also die Wendel mit Außenleiter, ist in einem Rezipienten aufgestellt, der im wesentlichen aus einem 3,60 m langen und 20 cm weitem Rohr aus V2A-Stahl besteht. Zur Fokussierung des Elektronenstrahls ist der Vakuumtank mit drei Lagen von 2 mm starkem Kupferdraht bewickelt; diese Wicklung erzeugt auf der Wendelachse ein fokussierendes Magnetfeld ("Busch-Feld"). An den Stirnseiten des Tanks sind die Elektronenkanone bzw. der Auffänger für die beschleunigten Teilchen angebracht. Zwei Stützen dienen der Zu- und Abführung der HF-Energie, zwei weitere verbinden den Vakuumtank mit den beiden Pumpaggregaten. Diese bestehen jeweils aus einer zweistufigen Drehschieberpumpe und einer dreistufigen Öldiffusionspumpe von 600 l/sec Saugleistung. Zwischen jeder Diffusionspumpe und dem Rezipienten sind ein Hochvakuumventil und ein wassergekühltes Baffel geschaltet, die die Saugleistung auf zirka die Hälfte herabsetzen. Die Pumpen, Baffel und Ventile wurden von der Firma Leybold, Köln, geliefert, der Vakuumtank ist von der Firma Meräus, Hanau, hergestellt worden.

Die Abb. 16 ist eine schematische Darstellung des Beschleuniger-aufbaus, Abb. 17 zeigt die Vakuumanlage mit auf den Tank gewickelter Fokussierungsspule.



Konstruktion des Elektronenmodells

Abb. 16

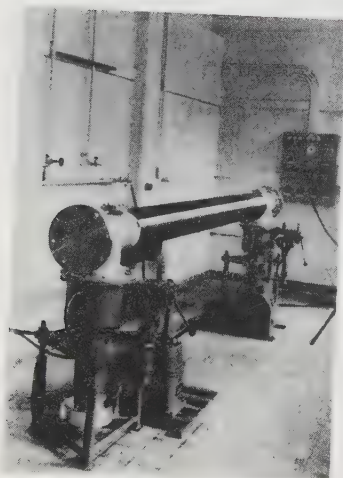


Abb. 17 Vakuumanlage

In Höhe des Wendelanfanges und -endes sind auf den Außenleiter Gewindestutzen aufgelötet. Die Hochfrequenzdurchführungen, deren Konstruktion Abb. 18 zeigt, wurden mit ihrem Außenleiter auf diese Gewindestutzen aufgeschraubt und an den Vakuumtank angeflanscht, ihre Innenleiter mit Schraubverbindungen an den Wendelenden befestigt. Um die Verbindungen zwischen den HF-Durchführungen und der Wendel, dem Außenleiter und dem Vakuumtank herstellen zu können, mußten alle Teile sorgfältig gearbeitet sein. Die nicht vermeidbaren Abweichungen werden durch die beweglichen Tombakrohre ausgeglichen. Die Abmessungen von Innen- und Außenleiter der Durchführungen sind so bemessen, daß sie den gleichen Wellenwiderstand von 60 Ohm wie der Ausgang des Senders und die verwendeten Koaxial-Kabel haben.

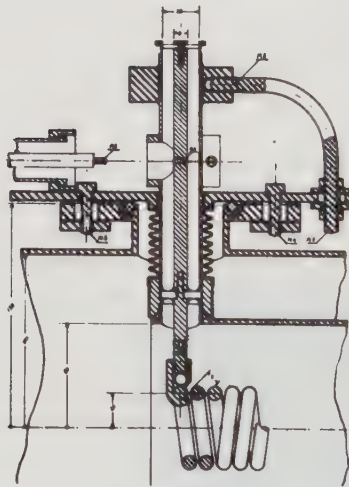


Abb. 18
Konstruktion der Hochfrequenz-Durchführungen.

Auf der einen Stirnseite des Vakuumtanks ist die Elektronenkanone befestigt (Abb.19). Sie besteht aus einem Wehneltzylinder, einer Linsenanode und einer Beschleunigungsanode. Das System sitzt in einem Glasrohr, dessen Enden mit Schliffen versehen sind. Es wurde eine Haarnadelkathode aus 1/10 mm starkem thorierten Wolframdraht benutzt, da Oxydkathoden bei dem vorgesehenen Druck von 10^{-5} Torr eine zu kurze Lebensdauer haben. Die Konstruktion des Einschussystems erlaubt es, die Kathode auch im Betriebszustand auf das System zu justieren, und das ganze System auf die Wendelachse zu zentrieren. Die Schliffverbindung ermöglicht es, die Kathode auszuwechseln, ohne die Lage des Systems zu ändern. Für den Betrieb des Einschussystems wurde ein elektronisch stabilisiertes Hochspannungsgerät benutzt.

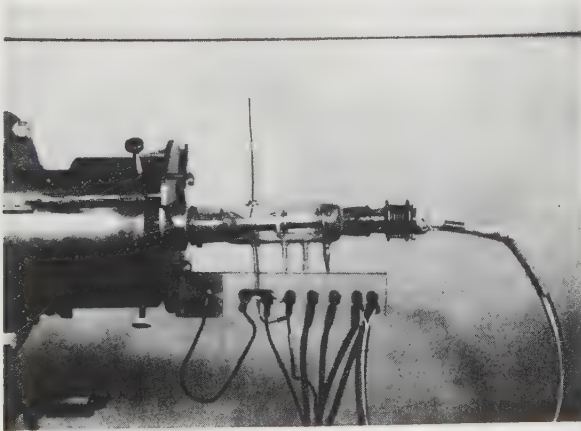


Abb. 19
Das Einschussystem.

Am Beschleunigerende befindet sich eine Apparatur, mit der das integrierte Energiespektrum der beschleunigten Elektronen gemessen werden kann. Es besteht im wesentlichen aus einer Gegenfeldelektrode und einem Faradaykäfing. In Abb. 20 ist der Aufbau schematisch dargestellt.

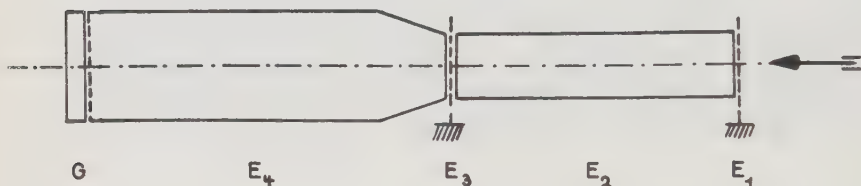


Abb. 20

E_1 und E_3 sind geerdete Drahtnetze, E_2 ist die eigentliche Gegenfeldelektrode und besteht aus einem Messingrohr, E_4 ist der Faradaykäfing. Das Rohr E_2 wird auf eine gegen Masse negative Spannung gelegt, das Bremsfeld bildet sich dann zwischen E_1 und E_2 aus. Die Abmessungen des Rohres sind nach Versuchen im elektrolitischen Trog so gewählt, daß die Potentialeinsattlung in der Mitte des Rohres für die Energiemessung vernachlässigbar klein ist; sie ist aber groß genug, um das System als fokussierende Linse wirken zu lassen. Der Faradaykäfing ist aus Kupferblech und zur Vermeidung von Sekundärelektronen ebenso wie die Drahtnetze beruht. Sein Boden ist ein Drahtnetz und liegt auf einer Glasscheibe (G) auf, die den Innenraum vakuumdicht abschließt. Bestäubt man die drei Drahtnetze mit Zinksulfidpulver, so kann man durch das Fenster (G) das Auftreffen des Elektronenstrahles auf die Netze beobachten. Dies erwies sich für die Justierung des Einschußsystems und für die Strahlführung als unbedingt notwendig. Der Faradaykäfing liegt auf positivem Potential gegenüber Masse, um Sekundärelektronen am Verlassen des Käfigs zu hindern. Abb. 21 zeigt das System der Gegenfeldelektroden.

Die Gegenfeldspannung wurde von einem elektronisch stabilisierten Hochspannungsgerät erzeugt. Es lieferte eine mit 1 mA belastbare, von 0-8000 Volt regelbare Gleichspannung. Dieser Gleichspannung konnte eine Wechselspannung von einer Frequenz von zirka 20 Hz in einer Amplitude bis zu 600 Volt überlagert werden. Legte man die so gewobbelte Gegenfeldspannung an die horizontalen Platten eines Oszillographen und die Spannung, die der Auffängerstrom an einem Widerstand erzeugte, an die vertikalen, so erhielt man direkt ein Bild des integrierten Energiespektrums der beschleunigten Elektronen auf dem Oszillographenschirm. Dieses Verfahren erwies sich als sehr nützlich, da man beim Verändern der verschiedenen Parameter die Auswirkungen auf das Spektrum sofort beobachten konnte. Zum Auswerten der Spektren wurde entweder das Oszillographenbild photographiert oder statt des Oszillographen ein Schreiber angeschlossen und die Gegenfeldspannung langsam von Hand geändert.

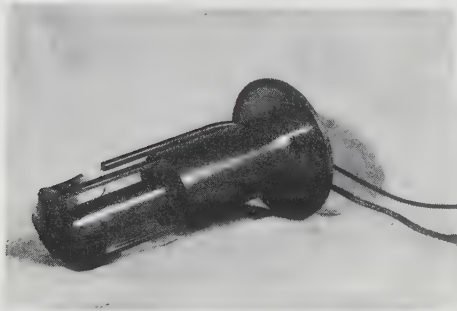


Abb. 21
Apparatur zur Messung des Energiespektrums.

Die zur Beschleunigung notwendige HF-Leistung wurde von einem Sender erzeugt, der eine Leistung von maximal 40 Watt im Frequenzbereich von 140 - 160 MHz besaß. Bei der Erzeugung laufender Wellen auf der Wendel wurde die Hochfrequenz am Wendelanzfang reflexionsfrei eingespeist, am Wendelende ebenfalls reflexionsfrei ausgekoppelt und in einem Wellensumpf vernichtet, wobei die Verbindung von den benutzten Koaxial-Kabeln und der Wendel durch übliche Anpassungsglieder vorgenommen wurde.

Die folgende Abb. 22 ist ein Blick in den Vakuumtank bei abgenommenem Einschußsystem. Man erkennt die Wendel und ihre Halterung im Außenleiter und die Zuführung der Hochfrequenz.

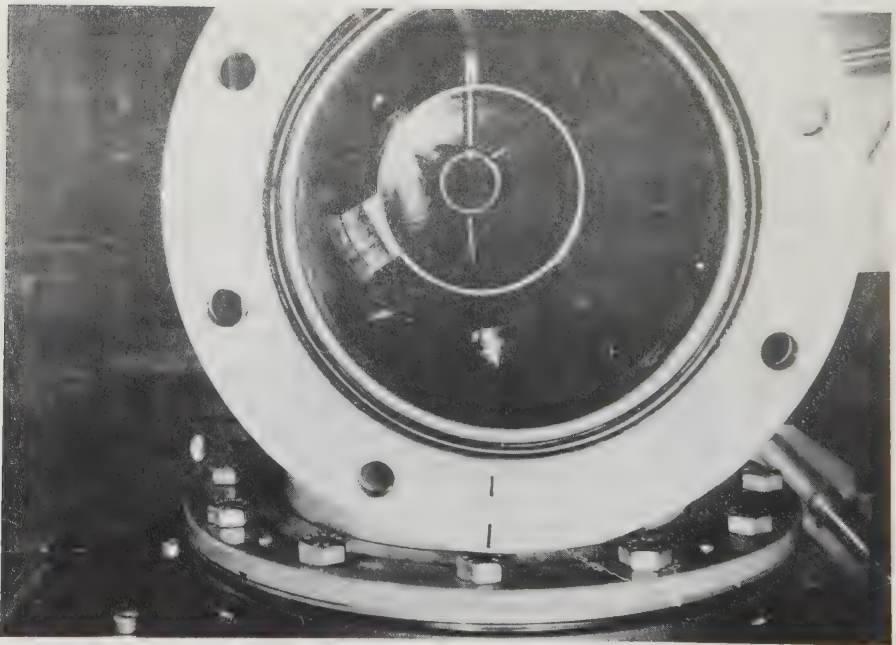


Abb. 22

Blick in den Vakuumtank bei abgenommenem Einschußsystem.



Abb. 23
Gesamtansicht des Elektronenmodells.

3.3 Verhalten im Betrieb.

Als der Beschleuniger in Betrieb genommen wurde, ergaben sich einige Schwierigkeiten, besonders bei der Strahlführung. Zunächst gelang es nicht, die Elektronen durch den Tank zu schießen, da das Erdfeld im ersten Teil der Flugbahn zu stark störte. Es wurde durch eine Rahmenspule kompensiert. Danach gelangte der Strahl zwar in den Auffänger, seine Lage war jedoch ebenso wie das Spektrum noch stark von der Größe des Buschfeldes abhängig. Diese Abhängigkeit verschwand erst, nachdem mit zwei weiteren Spulen das Erdfeld über die ganze Länge des Beschleunigers kompensiert und der Strahl sorgfältig auf die Mittelachse justiert war. Außerdem mußte das Buschfeld am Wendelende durch eine zusätzliche Spule verlängert werden; diese Spule ist aus Platzmangel im Inneren des Tankes angebracht und muß beim Evakuieren durch einen zusätzlichen Strom durch ihre Windungen ausgeheizt werden. Ferner war es für eine gute Strahlführung notwendig, sowohl die Kathode der Elektronenkanone als auch die Heizung der Diffusionspumpen mit Gleichstrom anstelle von Wechselstrom zu betreiben.

Das Einschußsystem bewährte sich gut. Um Gasentladungen zu vermeiden, wurde es einige Zeit, bevor Spannung an die Elektroden gelegt wurde, ausgeheizt. Die Kathode mußte öfter ausgewechselt werden, besonders dann, wenn relativ große Strahlströme zum Betrieb des Schreibers nötig waren. Nach einigen Verbesserungen (Halterung der Kathode, Befestigung des Systems im Glaskolben, Auskleiden der Glaswandungen mit Kupfergaze zur Vermeidung von Wandladungen) arbeitete die Elektronenkanone einwandfrei und zuverlässig; ihr Wirkungsgrad betrug etwa 50%. Es konnten Strahlströme bis zu 300 μ A bei einem Strahldurchmesser von 1-2 mm erzeugt werden.

Die Apparaturen, mit deren Hilfe das Energiespektrum gemessen wurde, funktionierten erwartungsgemäß. Die Energiestreuung der Elektronen - ohne Beschleunigung - war kleiner als 1%.

Das notwendige Vakuum von 10^{-5} Torr konnte leicht erzielt werden.

Die Pumpzeit betrug etwa 60 bis 90 Minuten, wenn der Rezipient nur kurz belüftet worden war. Der Enddruck wurde mit einem Ionisationsmanometer zu $2 \cdot 10^{-6}$ Torr gemessen.

Zunächst wurde mithilfe von stehenden Wellen beschleunigt, später die Wendel angepaßt und mit laufenden Wellen gearbeitet. Es ist zwar sehr viel bequemer, stehende Wellen zu verwenden, da man kleinere Senderleistung benötigt und die Frequenz einfach verändern kann (die Resonanzfrequenzen der Wendel sind nur etwa 5 MHz voneinander entfernt), es ist aber schlecht möglich, die wirksame Hochfrequenzleistung auf der Wendel zu messen, die man kennen muß, wenn man die Phase des Sollteilchens berechnen will. Im nächsten Abschnitt werden die Meßergebnisse mitgeteilt.

4. Energieverteilung der beschleunigten Teilchen

4.1. Experimentelle Ergebnisse

Die Elektronen wurden kontinuierlich, d.h. mit allen möglichen Phasenlagen, in den Beschleuniger eingeschossen und die Energiespektren bei verschiedenen Leistungsflüssen S_0 , Einschußenergien T_0 und Frequenzen f aufgenommen.

Für ein Sollteilchen ist das Produkt $\sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi$ konstant und soll im weiteren mit dem Buchstaben C bezeichnet werden; es hatte bei dem vorliegenden Beschleuniger die Größe $C=1900$ (Watt^{1/2}) für Protonenbeschleunigung, bzw. $C=1,035$ (Watt^{1/2}) für Elektronenbeschleunigung. Für jede Senderleistung konnte demnach die jeweilige Sollphase berechnet werden. Sie ist Null für $S_0 = C^2$ und steigt mit wachsender Leistung an. Für Senderleistungen, die kleiner sind als C^2 , existiert keine Sollphase, und die Teilchen erreichen nicht mehr die geplante Endenergie. Der Einfangbereich ist etwa proportional der Sollphase, wird also ebenfalls mit der Senderleistung ansteigen. Gleichzeitig muß man erwarten, daß die Energiestreuung der beschleunigten Teilchen größer wird, da sie dann Phasenschwingungen mit relativ großer Amplitude ausführen können.

In den folgenden Abbildungen sind einige der gemessenen Spektren aufgezeichnet. Auf der Abszisse ist nicht die Elektronen-, sondern die entsprechende Protonenenergie T und auf der Ordinate die Teilchenzahl $N_{(T)}$ in Prozent aufgetragen, wobei $N_{(T)}$ die Zahl der Teilchen bedeutet, deren Energie gleich der Energie T oder größer als sie ist. Das üblicherweise verwendete differentielle Spektrum ist durch den negativen Anstieg der Kurven gegeben. Die hier benutzte Darstellung hat den Vorteil, daß man nicht nur die Energiestreuung der Teilchen, sondern auch sofort den für einen Beschleuniger wichtigen Einfangbereich ablesen kann. Für einen Fall (Sollphase 45°) ist das differentielle Spektrum mit angegeben.

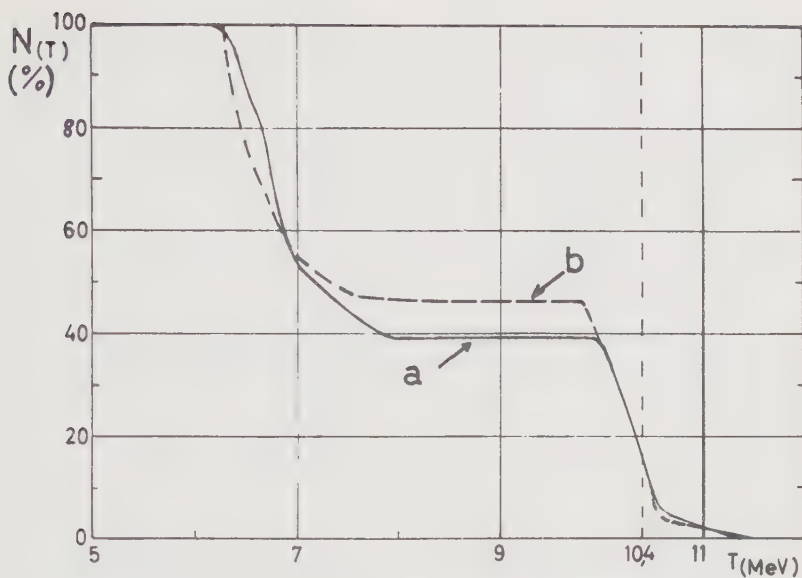


Abb. 24 Spektren für eine Sollphase von 45° . $f=150\text{MHz}$.
 Kurve a : Einschussenergie $T_0=6,8$ MeV.
 Kurve b : $T_0=7,15$ MeV.

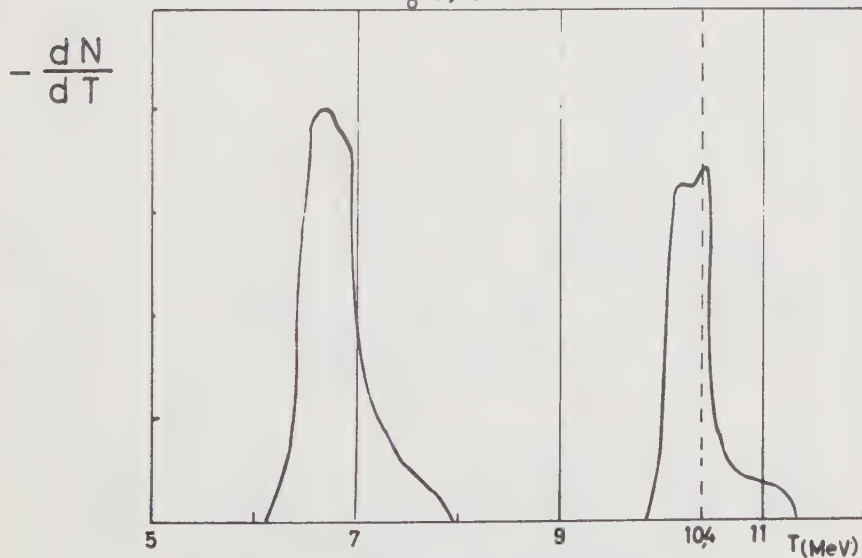


Abb. 25 Differenziertes Spektrum (zu Kurve a der Abb.24)

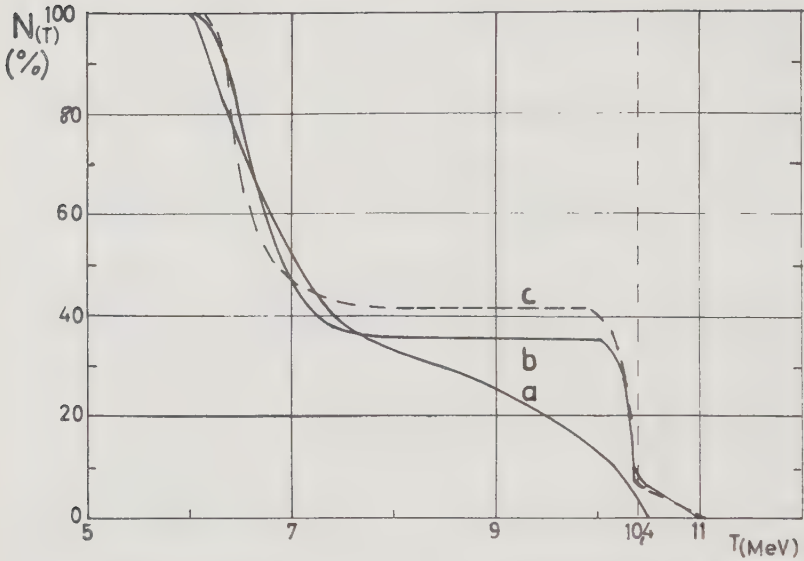


Abb. 26 Kurve a : $\varphi_0 = 0^\circ$, $T_0 = 6,8$ MeV. Kurve b: $\varphi_0 = 33^\circ$, $T_0 = 6,8$ MeV. Kurve c: $\varphi_0 = 33^\circ$, $T_0 = 7,15$ MeV.

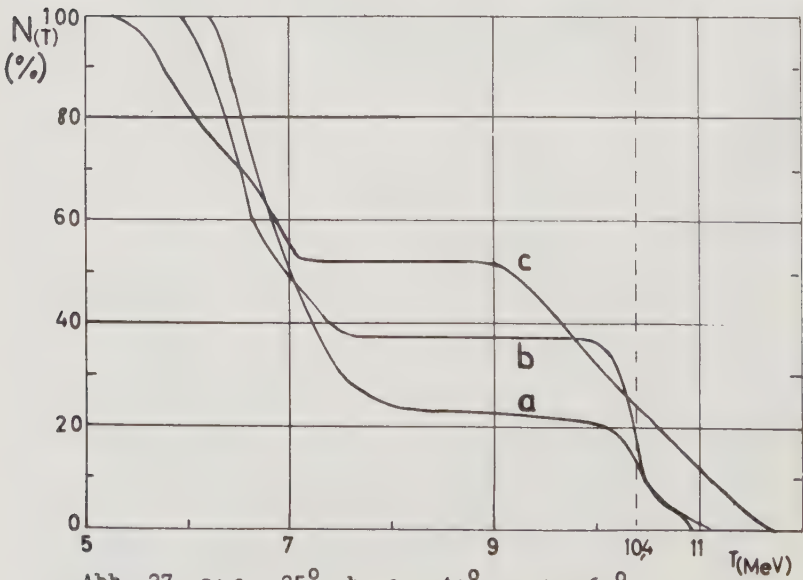


Abb. 27 a: $\varphi_0 = 25^\circ$, b: $\varphi_0 = 40^\circ$, c: $\varphi_0 = 60^\circ$.
 $T_0 = 6,8$ MeV, $f = 150$ MHz.

Die Spektren zeigen unterhalb der Einschußenergie einen Abfall, dann verlaufen die Kurven im allgemeinen zunächst horizontal und sinken ungefähr bei der Sollenergie (10,4 MeV) auf null ab. Der erste Abfall wird durch die Teilchen hervorgerufen, die mit falscher Phase eingeschossen waren und deshalb nicht eingefangen werden konnten, während der zweite Abfall von den beschleunigten Teilchen verursacht wird. Die Breite des Abfalles gibt die Energiestreuung an. Dort, wo die Kurven horizontal laufen, fallen keine Teilchen in die entsprechenden Energieintervalle. Der Einfangbereich des Beschleunigers ist durch die Ordinatenhöhe gegeben.

Zunächst sei das Spektrum für eine Sollphase von 45° (Abb. 24, Kurve a) näher erläutert.

Nach dem ersten Abfall, der von den verzögerten Teilchen hervorgerufen wird, verläuft die Kurve horizontal, das differentielle Spektrum ist dort null (Abb. 25). Bei etwa 10 MeV biegt die Kurve steil nach unten um. Bei etwa 10,6 MeV wird der Abfall weniger steil, und die Teilchenzahl wird bei einer Endenergie von 11,3 MeV null. Das differentielle Spektrum zeigt die Maxima für die verzögerten und die beschleunigten Teilchen.

Der Einfangbereich, d.h. der Prozentsatz der eingefangenen Teilchen, beträgt 39%. Die Energie der beschleunigten Teilchen streut in einem Bereich von 0,6 MeV (6% der Sollenergie), wenn man von dem kleinen Ausläufer absieht. Die Änderung der Einschußenergie ergab, daß es günstig ist, sie etwa um 5% größer zu machen, als der Phasengeschwindigkeit am Wendeanfang ($\beta = 0,12$, $T_0 = 6,8$ MeV) entspricht, da dann der Einfangbereich größer wurde. Bei $\varphi_0 = 45^{\circ}$ z.B. stieg er von 39% auf 46%, wenn man mit 7,15 MeV statt 6,8 MeV Protonenenergie einschöß (Kurve b der Abb. 24.)

Wie die Spektren auf den weiteren Abbildungen zeigen, ändert sich der Einfangbereich erwartungsgemäß mit der Sollphase. Die Endenergie steigt mit wachsender Sollphase an, da dann die Teilchen Schwingungen mit großer Amplitude und Frequenz ausführen können. Die Lage des steilen Abfalls bei der

Sollenergie hängt dagegen nur wenig von der Sollphase ab, wohl aber seine Steilheit. In Abb.28 ist in Abhängigkeit von der Sollphase der Bruchteil der eingeschossenen Teilchen aufgetragen, der bei der Sollenergie in ein Energieintervall von 0,1 MeV fällt. Bei $\varphi = 33^\circ$ ist der Abfall besonders steil. Bei dem vorliegenden Beschleuniger würde man demnach eine relativ große Energieschärfe erhalten, wenn man bei einer Sollphase von 33° beschleunigt.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß man bei einem wirklichen Protonenbeschleuniger die Beschleunigungsstrecke etwa doppelt so groß wie beim Elektronenanalogen machen würde, um die notwendige Hochfrequenzleistung herabzusetzen. Dabei würde sich auch die Energiestreuung der beschleunigten Protonen vermindern, und zwar um etwa 30%. Ferner würde man - ähnlich wie beim Driftröhrenbeschleuniger nach Alvarez (15) - die Protonen nicht kontinuierlich einschleusen, sondern durch eine Bündelungsröhre phasenmäßig pakettisieren (bunching) und außerdem die Teilchen durch eine weitere Bündelungsröhre am Beschleunigerende energiemäßig bündeln (debunching). Dadurch würde sowohl der Einfangbereich als auch die Energieschärfe verbessert.

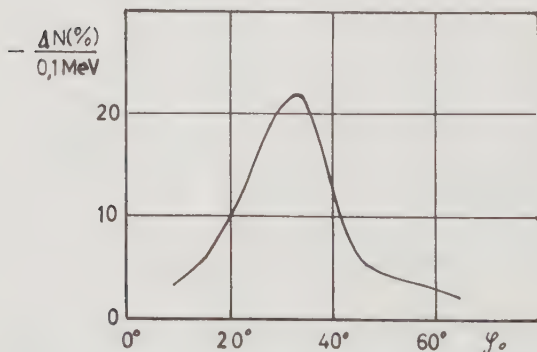


Abb.28 Bruchteil aller eingeschossenen Teilchen, die bei der Sollenergie in ein Energieintervall von 0,1 MeV fallen, in Abhängigkeit von der Sollphase.

Gegenüber Frequenzänderungen war der Beschleuniger nicht empfindlich, da die Reihenimpedanz und die Phasengeschwindigkeit nur wenig von der Frequenz abhängen. Eine Frequenzerhöhung um 1 MHz an der Stelle $f=150$ MHz bewirkt eine Vergrößerung der beschleunigenden Feldstärke um 0,7% und eine Verkleinerung der Phasengeschwindigkeit um 0,4% am Wendel-anfang, bzw. um 0,1% am Wendelende.

Orientierende Messungen, bei denen mit stehenden Wellen beschleunigt wurde, zeigten, daß der Beschleuniger noch bei 125 MHz und 175 MHz befriedigend funktionierte, wenn man die Einschußenergie gemäß der Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit wählte. Der Hochfrequenzleistungsfluß wurde bei diesen Messungen allerdings nicht bestimmt.

Später wurden die Spektren bei Beschleunigung mit laufenden Wellen für Frequenzen von 145 MHz und 155 MHz aufgenommen. Die Form der Spektren und der Empfangsbereich änderten sich gegenüber den Messungen bei 150 MHz praktisch nicht. Nur der steile Abfall verschob sich geringfügig, und zwar bei 145 MHz um ungefähr +0,25 MeV und bei 155 MHz um -0,25 MeV.

Die Messungen waren sehr gut reproduzierbar. Die Teilchenenergie und der Teilchenstrom konnten auf 1% und die Hochfrequenzleistung auf 4% genau bestimmt werden. Die Meßfehler der Hochfrequenzleistung haben bei der Berechnung der einzelnen Sollphasen wegen des Kosinus in der Verknüpfung $\sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi_0 = C$ verschieden starken Einfluß: Bei $\varphi_0 = 45^\circ$ ist die Fehlerbreite $\pm 1^\circ$, bei $\varphi_0 = 30^\circ$ ist sie $\pm 2^\circ$, und bei $\varphi_0 = 15^\circ$ steigt sie auf $\pm 4^\circ$ an. Abgesehen davon ist die Zuordnung der Phasenwinkel zu der Senderleistung allerdings nur dann richtig, wenn der Wert der Reihenimpedanz, der bei der Lösung des Wicklungsproblems angenommen worden war, mit dem tatsächlichen übereinstimmt. Die Gleichung (11) für die Kraft auf das Sollteilchen lautet:

$$K = e \cdot \sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0}} \cdot e^{-\int_0^z \frac{dz'}{L}} \quad (11)$$

Nimmt man an, daß die tatsächliche Reihenimpedanz den gleichen Verlauf längs der Wendelachse wie die berechnete hat, sich von ihr aber um einen Faktor unterscheidet, so erhält man bei gleichem Sollphasenwinkel die gleiche beschleunigende Kraft, wenn man die Senderleistung um den reziproken Faktor ändert, wie aus Gleichung (11) hervorgeht. In einem solchen Fall wäre also auch das Produkt $\sqrt{S_0} \cdot \cos \varphi_0 = C$ um die Wurzel aus dem gleichen Faktor falsch, und die errechneten Sollphasen werden von den tatsächlichen entsprechend abweichen. Um zu prüfen, ob die angenommene Reihenimpedanz richtig ist, wurde die Endenergie der beschleunigten Teilchen in Abhängigkeit von der Senderleistung aufgetragen. (Abb.29).

Die Endenergie steigt mit der Senderleistung an und muß theoretisch dann gleich der Sollenergie (10,4 MeV) werden, wenn die Senderleistung den Wert $S_0 = C^2$ hat. Dann wird es nämlich gerade ein Sollteilchen mit der Phase $\varphi_0 = 0$ geben. Wie die Kurve b der Abbildung 29 zeigt, ist dies wirklich im Rahmen der Meßgenauigkeit der Fall. Da die Senderleistung auf 4% genau gemessen werden konnte, ist also auch die nach der Leitungstheorie berechnete Reihenimpedanz innerhalb der gleichen Fehlerbreite richtig. Das zeigt auch die gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten Spektren (siehe nächster Abschnitt). Die Reihenimpedanz war, nach dem Schichtmodell berechnet, um etwa 10% größer als nach der Leitungstheorie (siehe Seite 21, Abb.8), sodaß die Messungen deutlich für die Werte der Leitungstheorie sprechen. Bei den Kurven a und c der Abb.29 weicht die Einschußenergie vom Sollwert ab. Wie man sieht, ist der Einfluß dieser Abweichungen gering. Durch die Phasenschwingungen der beschleunigten Teilchen wird verursacht, daß die Kurven bei größeren Senderleistungen über die Sollenergie von 10,4 MeV hinausgehen.

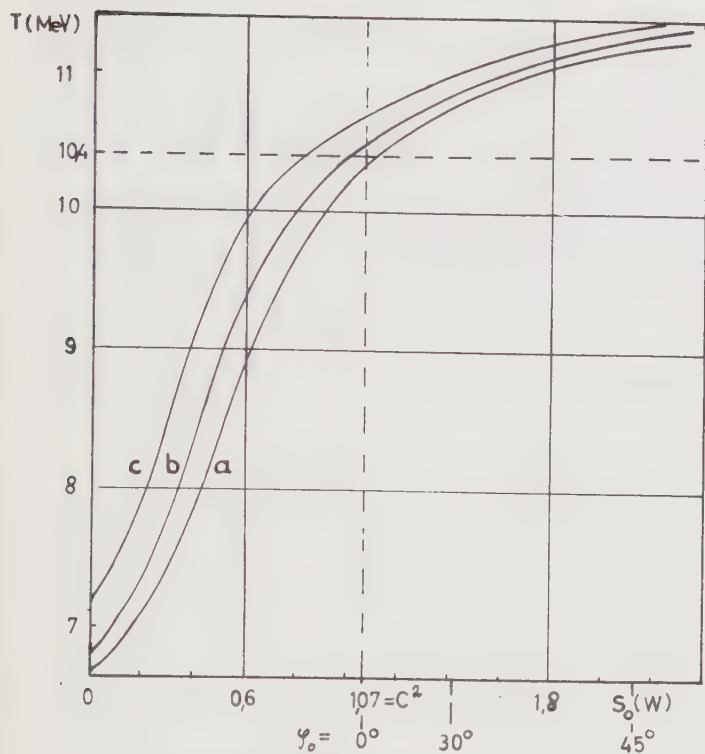


Abb. 29 Abhängigkeit der Endenergie von der Hochfrequenzleistung. Bei Kurve a ist die Einschüßenergie $T_0 = 6,7$ MeV, bei Kurve b ist $T_0 = 6,8$ MeV und bei Kurve c $7,15$ MeV.

4.2 Berechnung der Energiespektren.

Um die gemessenen Energiespektren verstehen und deuten zu können, wurden die Phasenschwingungen der beschleunigten Teilchen berechnet. Betrachtet man genügend viele, mit unterschiedlicher Phase eingeschossene Teilchen, so lassen sich aufgrund ihrer Energieabweichungen vom Sollteilchen am Beschleunigerausgang die Energiespektren ermitteln.

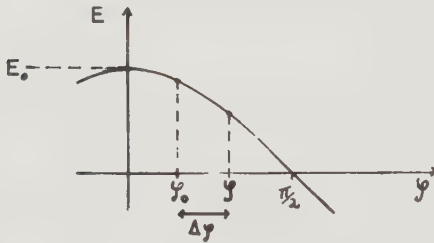


Abb. 30

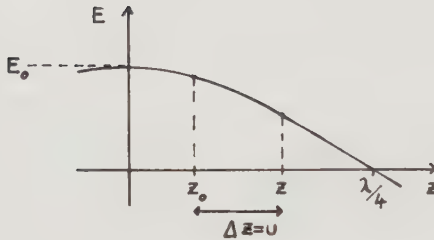


Abb. 31

Es sei in Abb. 30 γ_0 die Phasenlage des Sollteilchens, γ die des Istteilchens am Beschleunigeranfang. Die Differenz $\Delta\gamma$ der Phasen entspricht in Abb. 31 der Entfernung Δz gleich u der Teilchen voneinander. Der Zusammenhang von u und $\Delta\gamma$ ist gegeben durch

$$\frac{u}{\lambda} = \frac{\Delta\gamma}{2\pi} \quad , \quad \Delta\gamma = k \cdot u \quad (13)$$

und für die Phasenlage φ des Istteilchens erhält man

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi = \varphi_0 + k \cdot u \quad (14)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge der Welle auf der Wendelachse bzw. k die Wellenzahl. Ferner ist, wenn z_0 den Ort des Sollteilchens bedeutet und z den des Istteilchens,

$$u = z - z_0 \quad (15)$$

und damit auch

$$\dot{u} = \dot{z} - \dot{z}_0 \quad (16)$$

Für die Kräfte, die auf Soll- und Istteilchen wirken, gelten die Gleichungen

$$m \cdot \ddot{z}_0 = e \cdot E_0(z_0) \cos \varphi_0 \quad (17)$$

$$m \cdot \ddot{z} = e \cdot E_0(z) \cdot \cos \varphi \quad (18)$$

Durch Subtraktion erhält man

$$\ddot{z} - \ddot{z}_0 = \frac{e}{m} [E_0(z) \cdot \cos \varphi - E_0(z_0) \cdot \cos \varphi_0] \quad (19)$$

und die Einführung der Variablen u ergibt:

$$\ddot{u} = \frac{e}{m} [E_0(z) \cdot \cos (k(z) \cdot u + \varphi_0) - E_0(z_0) \cos \varphi_0] \quad (20)$$

Dies ist die Differentialgleichung für die Phasenschwingungen, wobei angenommen ist, daß die Teilchen auf der Wendelachse laufen und keine radialen Schwingungen ausführen. Die Größen $E_0(z)$ und $k(z)$ geben den Verlauf der elektrischen Feldstärkeamplitude bzw. der Wellenzahl längs der Wendelachse an. Da sie sich

beim Elektronenmodell nur langsam mit z ändern, kann man sie auf der Strecke u als konstant ansehen. Die maximale Schwingungsamplitude u der stabil schwingenden Teilchen (die hier allein interessieren) beträgt nämlich etwa $1/4$ der Rohrwellenlänge λ , also nur rund 6 cm.

Unter diesen Voraussetzungen kann man in Gl.(20) die auf das Istteilchen bezüglichen Größen $E_0(z)$ und $k(z)$ durch die entsprechenden des Sollteilchens ersetzen:

$$u = \frac{e}{m} \cdot E_0(z_0) (\cos(k(z_0)u + \varphi_0) - \cos \varphi_0) \quad (21)$$

Zur Lösung der Gleichung müssen die elektrische Feldstärke und die Wellenzahl sowie die Abhängigkeit $z_0(t)$ bekannt sein. $z_0(t)$ erhält man aus der Phasengeschwindigkeit $v(z_0)$ gleich dz_0/dt durch graphische Integration; $v(z_0)$ ist durch die Lösung des Wicklungsproblems und direkt durch Messung der Phasengeschwindigkeit gegeben. Ersetzt man die elektrische Feldstärke durch die früher eingeführte und nach der Theorie berechenbare Reihenimpedanz $\tilde{F}$ und den Leistungsfluß $S(z_0)$, und drückt man die Ortskoordinate z_0 des Sollteilchens mit Hilfe der Zeitfunktion $z_0(t)$ durch die Zeit t aus, so schreibt sich die zu lösende Differentialgleichung:

$$u = \frac{e}{m} \sqrt{S_0} \sqrt{\tilde{F}} e^{-i \int_0^t \frac{v}{z_0} dt} (\cos(k(t)u + \varphi_0) - \cos \varphi_0) \quad (22)$$

Die Funktionen $\tilde{F}$, $k(t)$ und $l_0(t)$ sind nicht in analytischer Form, sondern nur graphisch gegeben. Gl.(22) ist nicht geschlossen lösbar; Näherungsverfahren sind umständlich und sehr zeitraubend, da es nötig ist, sowohl die Größen S_0 und φ_0 als auch die Anfangsbedingungen in einem weiten Bereich zu ändern. Es wurde deshalb ein elektronischer Analogrechner benutzt, der sich zur Lösung des Problems sehr gut eignet. Bevor jedoch die mit Hilfe des Analogrechners erhaltenen Ergebnisse mitgeteilt werden, soll die Schwingungsgleichung zunächst anschaulich diskutiert werden.

Multipliziert man Gl.(22) mit der Teilchenmasse m und integriert sie über u , so erhält man die potentielle Energie P des Istteilchens, bezogen auf das Sollteilchen, als Funktion ihres Abstandes u :

$$P(u) = -m \int_0^u \ddot{u} du = e \sqrt{S_0} \cos \varphi_0 \sqrt{\frac{e}{k}} e^{-i \int_0^u \frac{\ddot{u}}{k} dr} \cdot \left[u - \frac{1}{k \cos \varphi_0} \sin(u \cdot k + \varphi_0) + \frac{tg \varphi_0}{k} \right] \quad (23)$$

Hier sind wieder die Funktionen $\ddot{u}$ und k als von u unabhängig angenommen.

In den Abbildungen 32-34 ist das Potential P jeweils für den Anfang und das Ende des Beschleunigers in Abhängigkeit von u für verschiedene Sollphasen φ_0 aufgetragen. Man kann aus den Potentialkurven folgendes ablesen:

Die Kurven sind unsymmetrisch und steigen für positive u steiler an als für negative. Ein im Potentialtopf stabil schwingendes Teilchen wird demnach größere negative Schwingungsamplituden als positive besitzen, und seine Schwingungsfrequenz wird für positive Abweichungen u höher sein als für negative. Bei einem Wert für die negative Abweichung u , der der Phase φ gleich $-\varphi_0$ entspricht, existiert ein Maximum; die Lage und Höhe des Maximums bestimmten direkt den Einfangbereich, wenn sich der Potentialtopf längs des Beschleunigers nicht verformte. Wie man an den (gestrichelten) Kurven für das Beschleunigerende sieht, wird die Höhe des Maximums etwas kleiner, da die Reihenimpedanz längs der Beschleunigungsstrecke absinkt; außerdem verbreitert sich im u -Maßstab der Potentialtopf, da die Rohrwellenlänge λ von 24 cm auf 30 cm entsprechend dem Energieanstieg von 6,8 auf 10,4 MeV ansteigt. Bei Umrechnung von u auf den jeweiligen Phasenwinkelabstand $\Delta \varphi$ tritt diese Verbreiterung nicht in Erscheinung, das Maximum bei der Sollphase φ_0 gleich 45° z. B. liegt also während der Beschleunigung immer bei $\Delta \varphi$ gleich -90° . Daraus würde folgen, daß die am Anfang eingefangenen Teilchen auch am Ende des Beschleunigers stabile Schwingungen ausführen könnten, wenn die

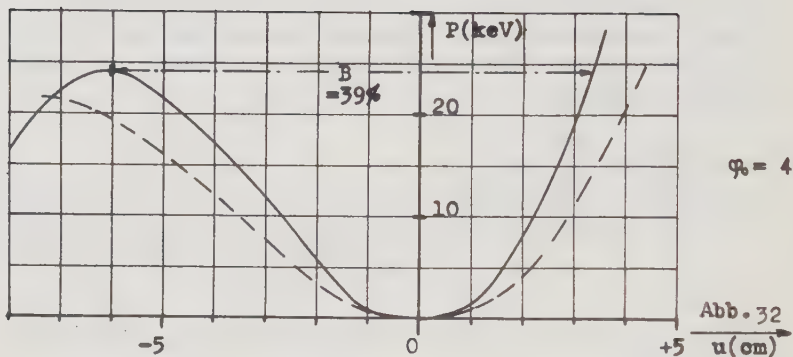


Abb. 32

$\varphi = 45^\circ$

-120° -90° -60° -30° 0° 30° 60°

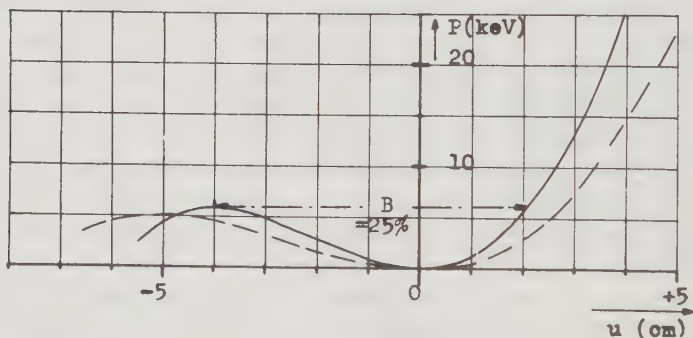


Abb. 33

$\varphi = 30^\circ$

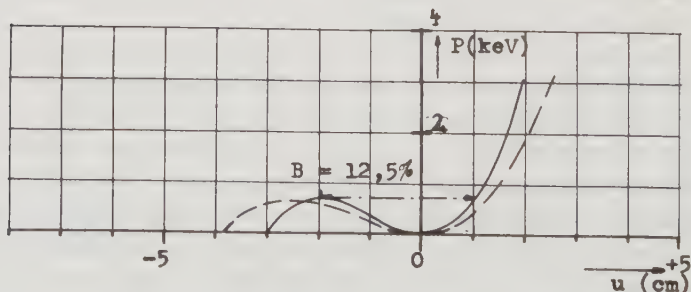


Abb. 34

$\varphi = 15^\circ$

Die potentielle Energie der Isteilchen, bezogen auf das Sollteilchen, in Abhängigkeit ihres Abstandes u . Die durchgezogenen Kurven gelten für den Anfang, die gestrichelten für das Ende des Beschleunigers; B ist der Einfangbereich. Auf einer beigefügten Abszissentheilung sind die Phasenabweichungen für den Beschleunigeranfang außerdem in Grad angegeben.

Tiefe des Potentialtopfes konstant wäre. Nimmt man an, daß alle Teilchen instabil werden, deren potentielle Energie beim Einfang über der durch die Höhe des Maximums am Beschleunigerende angegebenen lag, so würde das etwa bei 45° gleich 45° eine Verminderung des Einfangbereiches von 39% auf 34% bedeuten. Wie aber die Meßergebnisse zeigen, stimmt der erste Wert sehr genau; das liegt daran, daß durch die Bewegung der Flanken des Potentialtopfes nach unten während der Beschleunigung eine Dämpfung der Schwingungsenergie auftritt, die - nach den Meßergebnissen - mindestens so groß sein muß, daß sie das Absinken des Maximums kompensieren kann.

Bei den Messungen der Energiespektren fiel auf, daß der Einfangbereich anstieg, wenn man mit etwas zu großer Anfangsenergie einschöß. Anhand der Potentialkurven kann man diese Erscheinung deuten:

Durch die kinetische Anfangsenergie u_0 werden Teilchen, die links vom Maximum eingeschossen werden (also eigentlich verloren gehen), über das Maximum gehoben und zunächst eingefangen. Entsprechend werden Teilchen auf der rechten Flanke des Topfes hochlaufen und beim ersten Zurückschwingen zum größten Teil verloren gehen. Da der Potentialtopf aber auf seiner rechten Seite steiler ist als in der Nähe des Maximums, bleibt zunächst (nach einer halben Schwingung) ein Überschuß an "eingefangenen" Teilchen. Die bei negativem u eingeschossenen Teilchen, deren Summe der kinetischen und potentiellen Energie größer als die Höhe des Maximums ist, würden allerdings beim Zurückschwingen über das Maximum hinauslaufen und verloren gehen. Anscheinend ist aber die Dämpfung groß genug, um dies zu verhindern. Überdies schwingen manche, an sich nicht stabile Teilchen so langsam, daß sie sich am Beschleunigerende noch in der Nähe des Sollteilchens befinden. Das ist besonders häufig bei kleinen Sollphasen. Beschleunigt man über einen größeren Energiebereich, als er beim Elektronenmodell untersucht wurde, so wäre die Beschleunigungszeit größer und die Trennung zwischen stabilen und instabilen Teilchen schärfer.

Aufgrund der vorstehenden Überlegung wurde der Einfangbereich für verschiedene Einschußenergien berechnet. Es ergab sich ein flaches Maximum des Einfangbereiches für höhere Einschußenergien, das z. B. für φ_0 gleich 45° statt bei 39% bei 45% lag, wenn man die Einschußenergie der Protonen von 6,8 MeV (3700 eV Elektronenenergie) auf 7,2 MeV (3920 eV Elektronenenergie) vergrößerte. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Meßergebnissen.

In der folgenden Abbildung ist zur Übersicht noch der ungefähre Verlauf der potentiellen Energie, bezogen auf das Sollteilchen am Beschleunigeranfang, längs der Wendelachse aufgetragen. Die Potentialeinsattelungen bewegen sich mit der Zeit nach rechts oben und transportieren - ähnlich wie bei einer Schöpfkette - die Teilchen auf die Endenergie.

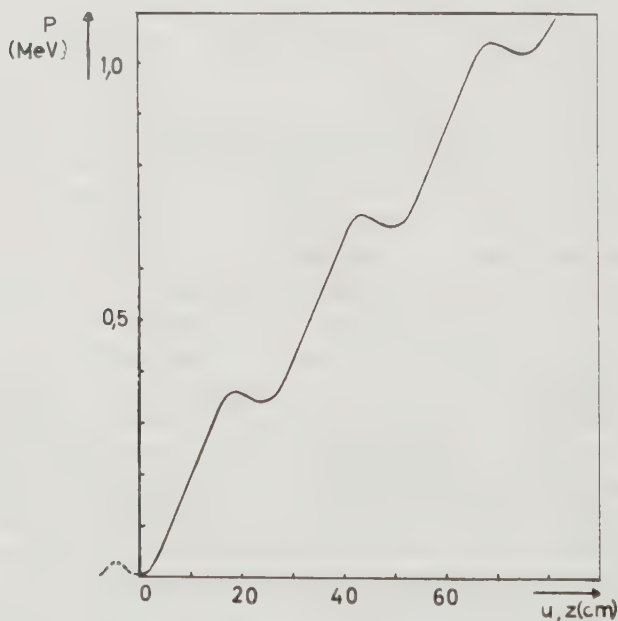


Abb. 35 Potentielle Energie längs der Wendelachse, bezogen auf das Sollteilchen am Beschleunigeranfang (schematisch).

Nach dieser anschaulichen Diskussion der Schwingungsgleichung werden nun im folgenden die mit Hilfe des Analogrechners erhaltenen Ergebnisse mitgeteilt.

Die Phasenschwingungen wurden für Sollphasen von 15° , 30° , 45° , 60° und 75° berechnet. Dabei wurden jeweils die Phasenabweichungen beim Einschub zwischen $+90^\circ$ und -90° variiert. Ein am Analogrechner angeschlossener Schreiber zeichnete als Funktion der Zeit die Entfernung $u(t)$ vom Sollteilchen und die zugehörige Geschwindigkeit $\dot{u}(t)$ auf. Aus den Kurvenscharen $\dot{u}(t)$ wurden die Werte an der Stelle t gleich t_1 entnommen. Dabei ist t_1 die Zeit, die die Teilchen benötigen, um an das Ende des Beschleunigers zu gelangen; die Werte $\dot{u}(t_1)$ liefern also die Geschwindigkeits- und damit die Energieabweichungen, die die Teilchen am Beschleunigerende in Bezug auf das Sollteilchen haben, und zwar zunächst als Funktion von der Eingangsphase $u(t=0)=u(0)$. Da bei kontinuierlichem Einschub auf gleiche Intervalle $\Delta u(0)$ jeweils die gleiche Anzahl von Teilchen entfällt, kann man aus der graphischen Darstellung $\dot{u}(t_1) = f(u(0))$ das integrierte Energiespektrum der beschleunigten Teilchen entnehmen.

Die folgenden Abbildungen zeigen eine kleine Auswahl der berechneten Phasenschwingungen. Es ist der Verlauf der Phase u (durchgezogene Kurven) und der Geschwindigkeitsabweichung $\dot{u}$ (gestrichelte Kurven) längs des Beschleunigers als Funktion der Zeit für verschiedene Sollphasen φ_0 und Einschubphasen $u(0)$ dargestellt. Die zueinandergehörigen Kurven sind durch gleiche Ziffern bezeichnet. Die Gerade $u(t) = 0$ bzw. $\dot{u}(t) = 0$ für alle t gilt für das Sollteilchen. t_1 ist die Zeit, zu der das Sollteilchen am Beschleunigerende angekommen ist ($t_1 = 7,4 \cdot 10^{-8}$ sec). Auf der unteren Abszisse ist zur besseren Orientierung zusätzlich die Phasenabweichung $\Delta\varphi$ für den Beschleunigeranfang aufgetragen. Auf der oberen Abszisse ist die Relativgeschwindigkeit $\dot{u}$ angegeben: eine Geschwindigkeit von $2 \cdot 10^8$ cm/sec entspricht bei Protonen einer Energieabweichung von 0,64 MeV (Elektronen: 500 eV) am Beschleunigeranfang und von 0,924 MeV (Elektronen: 300 eV) am Beschleunigerende.

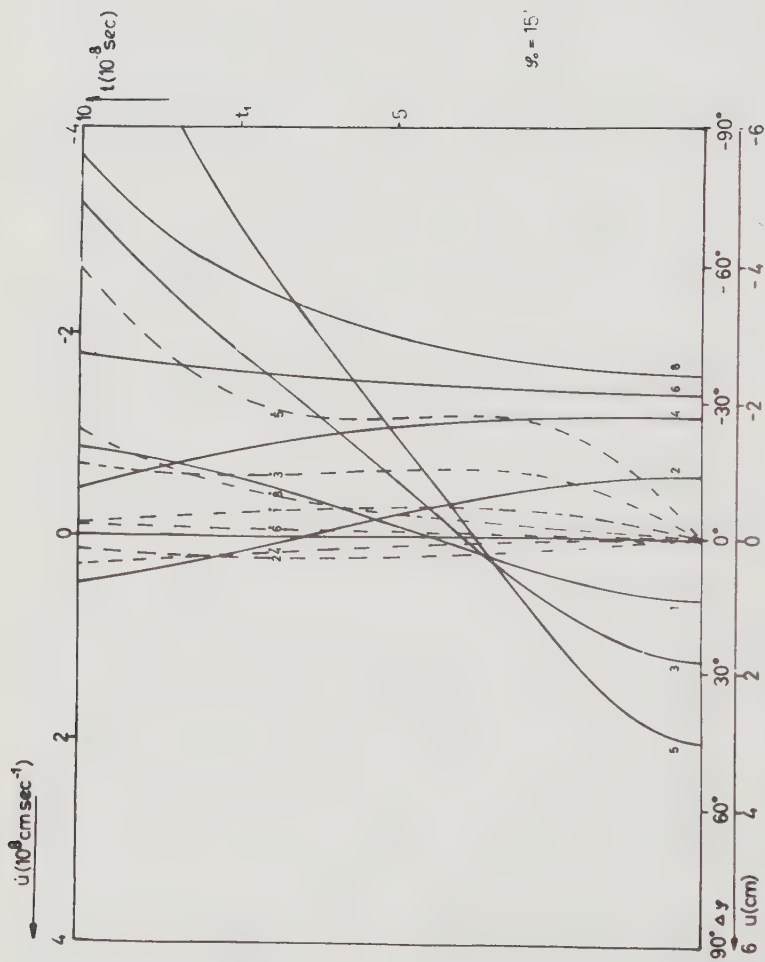


Abb. 36 Verlauf der Phasenschwingungen für $\phi_0 = 15^\circ$ bei verschiedenen Einschußphasen. Durchgezogene Kurven: Phasenabweichungen u , gestrichelte Kurven: Geschwindigkeitsabweichungen u_g , bezogen auf das Sollteilchen.

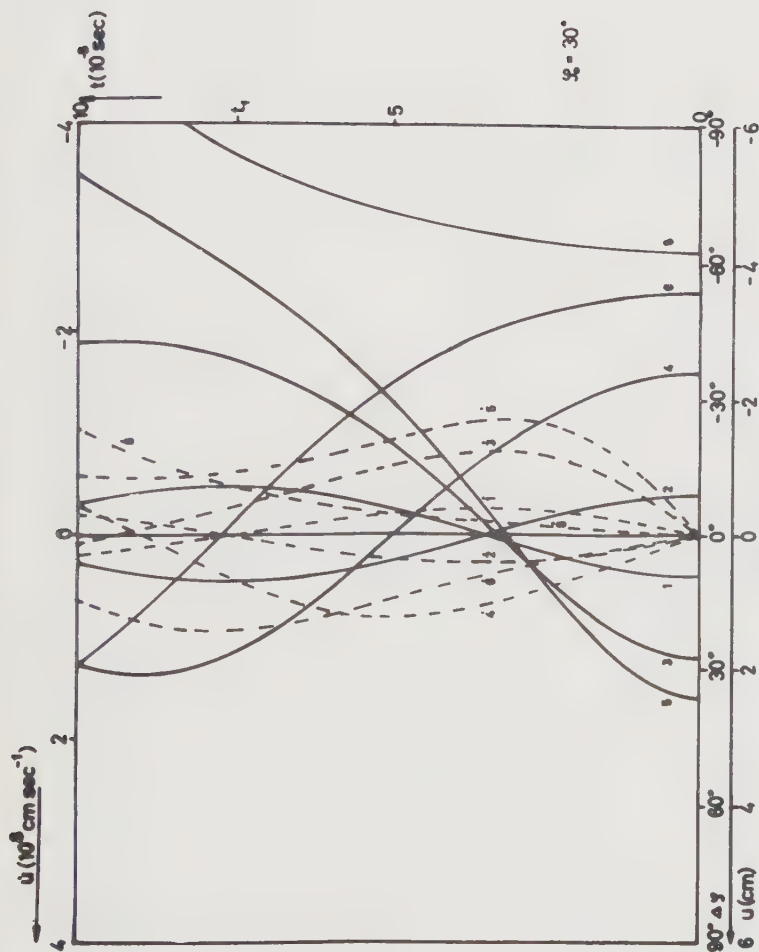


Abb. 37 Verlauf der Phasenschwingungen für $\phi_0 = 30^\circ$ bei verschiedenen Einschußphasen.

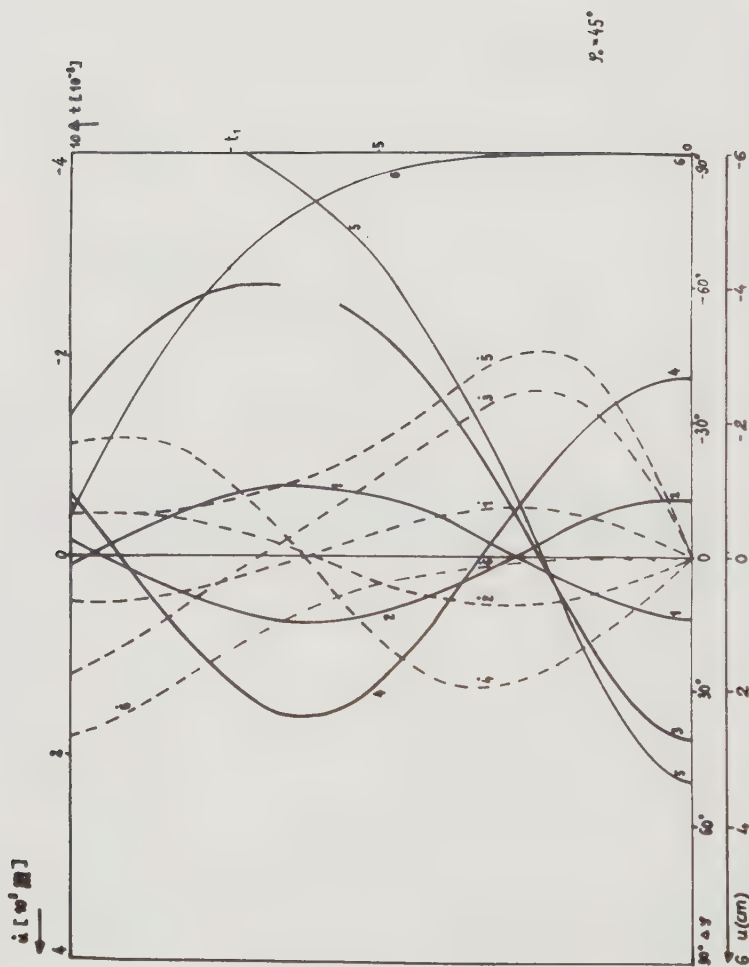


Abb. 38 Verlauf der Phasenschwingungen für $\varphi_0 = 45^\circ$ bei verschiedenen Einschlußphasen.

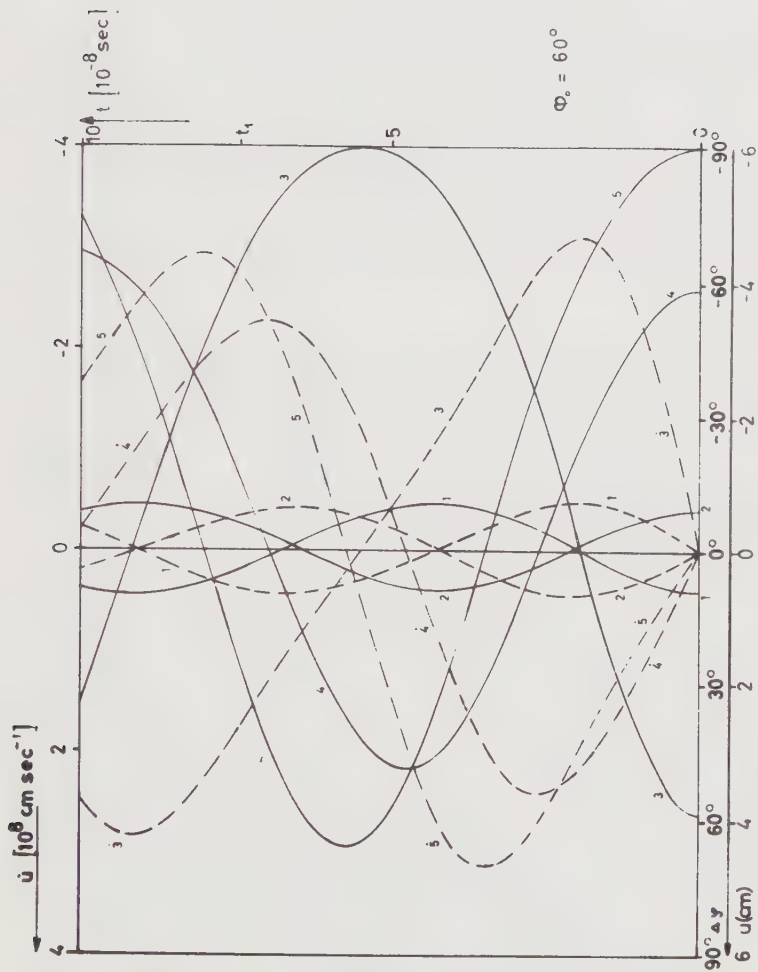


Abb. 39 Verlauf der Phasenschwingungen für $\Phi_0 = 60^\circ$ bei verschiedenen Einschlußphasen.

An den Kurven kann man das Verhalten der einzelnen Teilchen erkennen. Die Phasenschwingungen sind praktisch ungedämpft. Dies gilt für den Abstand $u(\text{cm})$ vom Sollteilchen; da sich aber die Rohrwellenlänge λ mit höher werdender Energie vergrößert, sinkt die Amplitude Δy der Phasenschwingungen gegen Ende des Beschleunigers ab. Diese Dämpfung ist auch aus Gl.(22) ersichtlich, wenn man in ihr u durch Δy ersetzt; es tritt dann ein Glied mit Δy auf. Die Frequenz der Phasenschwingungen ist klein, die Teilchen machen vom Einschub bis zum Beschleunigerende nur etwa eine halbe Schwingung. Vergrößert man die Sollphase φ_0 , so erhöht sich die Frequenz; gleichzeitig wird der Empfangsbereich größer, d.h., die maximalen Anfangswerte $u_{(0)}$, bei denen die Teilchen noch stabil schwingen, steigen an.

Weiter sieht man, daß die maximale Geschwindigkeitsabweichung eines eingefangenen Teilchens während der Beschleunigung annähernd konstant bleibt (sie sinkt etwas ab). Das bedeutet, daß die prozentuale Energieabweichung von der Energie des Sollteilchens relativ stark abnimmt(etwa um den Faktor 0,8); der Absolutbetrag der Energieabweichung erhöht sich um etwa 20%, bezogen auf die Energieabweichung am Anfang.

An dem Diagramm der Phasenschwingungen für die Sollphase φ_0 gleich 30° seien noch einige Einzelheiten erläutert.

Für kleine Phasenabweichungen sind die Schwingungen quasiharmonisch, die entsprechenden Kurven (hier Nr. 1 und 2 bzw. Nr. 1 und 2) schneiden sich auf der Geraden $u = \dot{u} = 0$; dort sind Phasen- bzw. Energieknoten vorhanden. Mit steigender Phasenabweichung laufen diese Knoten auseinander. Die Schwingungsfrequenz nimmt gegen das Beschleunigerende hin ab, da der Potentialtopf sich abflacht und die Rückstellkräfte dadurch kleiner werden. Die mit einer Phasenlage von $\pm 37^\circ$ eingeschossenen Teilchen (Kurven 5 und 4) verhalten sich unterschiedlich. Während das Teilchen 4 ($\Delta y = -37^\circ$) stabil schwingt, ist das mit positiver Eingangsphase (Nr.5) instabil; dennoch ist seine Energie am Beschleunigerende nicht sehr von der des Sollteilchens verschieden. Bei Eingangsphasen von $\sim +30^\circ$ und -60° sind die Teilchen gerade noch stabil (Nr. 3 und 6 sind stabil, Nr. 8 ist unstabil).

Da für Teilchen, deren Phasenabweichung vom Sollteilchen klein ist, Energieknoten existieren, wird man dann eine große Energieschärfe der beschleunigten Teilchen erwarten, wenn am Ende des Beschleunigers gerade ein Energieknoten liegt. In Abb. 40 ist die Lage der Energieknoten in Abhängigkeit von der Sollphase aufgetragen. Ein Energieknoten würde demnach bei einer Sollphase von 32° am Beschleunigerende ($t_1 = 7,4 \cdot 10^{-8}$ sec) liegen, dann erst wieder bei der für die Praxis uninteressanten Sollphase $\varphi_0 = 67^\circ$. In guter Übereinstimmung damit zeigte das Experiment das schärfste Spektrum bei einem Phasenwinkel von 33° (s. Abb. 26); dort tritt allerdings keine scharfe Energiekante auf, da die Teilchen kontinuierlich eingeschossen wurden, d.h., mit allen Phasenlagen.

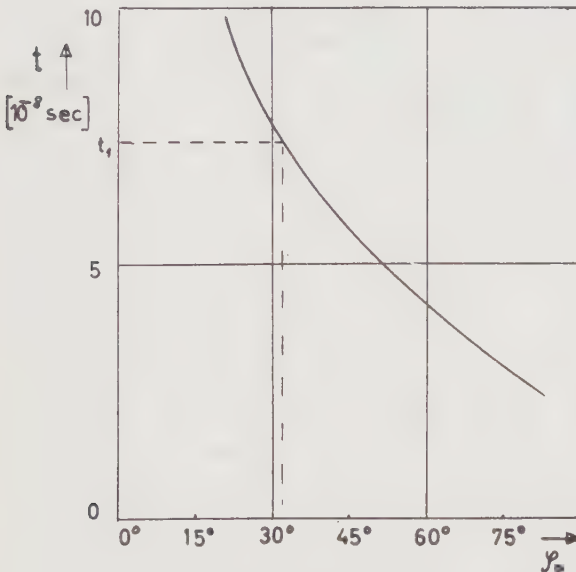


Abb. 40 Zeitliche Lage der Energieknoten als Funktion der Sollphase. Zur Zeit t_1 befinden sich die Teilchen am Beschleunigerende.

Die folgenden Abbildungen zeigen die berechneten Energieverteilungen der beschleunigten Teilchen für verschiedene Sollphasen. Zum Vergleich sind die entsprechenden experimentellen Spektren gestrichelt eingezeichnet. Die Energieabweichung null, bzw. die Energie 10,4 MeV, gehört zum Sollteilchen. Wie man sieht, stimmen Theorie und Experiment weitgehend überein, und zwar sowohl hinsichtlich der Form der Spektren und ihrer Lage auf der Energieskala als auch hinsichtlich des Einfangbereiches. Bei $\varphi_0 = 45^\circ$ z. B. beträgt der experimentelle Einfangbereich 39% , der theoretische 40% ; der steile Abfall ist bei der experimentellen Kurve um etwa 0,1 MeV nach niederen Energien heruntergerückt, also um rund 1% der Sollenergie. Die theoretische Kurve liegt demnach innerhalb des früher angegebenen Fehlerbereiches der Messungen. Bei kleineren Phasenwinkeln ist die Übereinstimmung weniger gut, da dort, wie schon erwähnt, die Zuordnung der gemessenen Spektren zur Sollphase mit einem größeren Fehler behaftet ist (bei $\varphi_0 = 30^\circ$: $\Delta\varphi_0 = \pm 2^\circ$, bei $\varphi_0 = 15^\circ$: $\Delta\varphi_0 = \pm 4^\circ$).

Die Genauigkeit des Analogrechners betrug etwa 4%; da aber zur Errechnung der Spektren sehr viele Phasenschwingungskurven benutzt wurden, mittelten sich die zufälligen Fehler weitgehend aus.

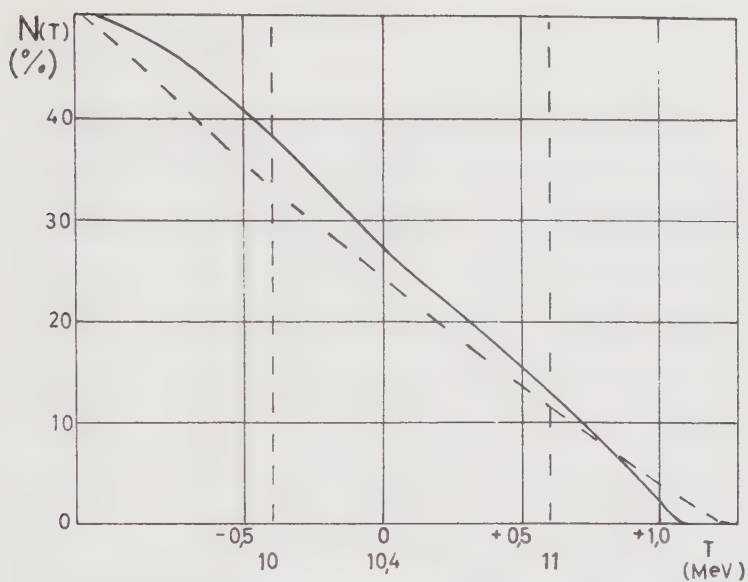


Abb. 41 Berechnetes Spektrum für eine Solphase von $\varphi_0 = 60^\circ$. Zum Vergleich ist das gemessene Spektrum gestrichelt eingezeichnet.

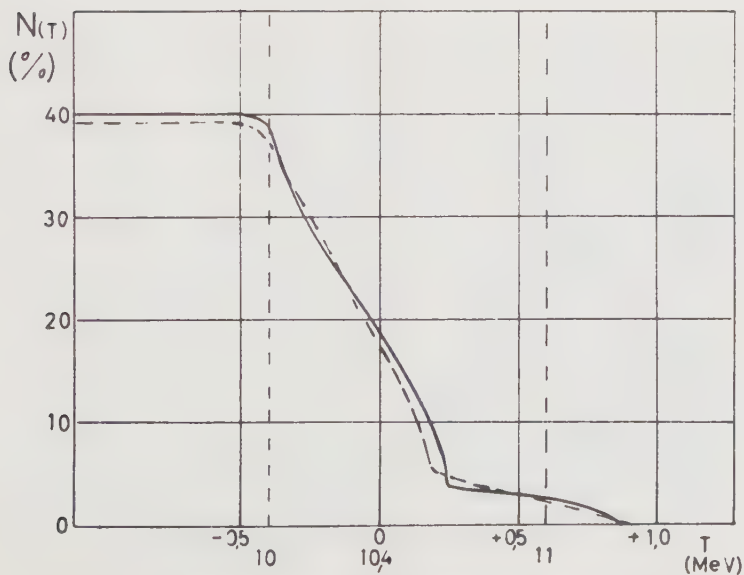


Abb. 42 Berechnetes u. gemessenes Spektrum für $\varphi_0 = 15^\circ$

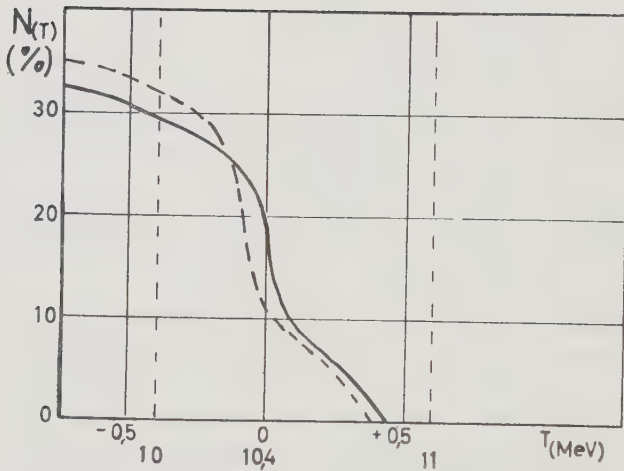


Abb. 43 Berechnetes u.gemessenes Spektrum
für $\varphi_0 = 30^\circ$

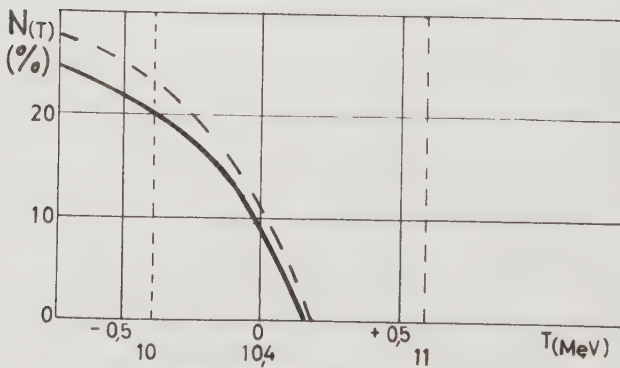


Abb. 44 Berechnetes u.gemessenes Spektrum
für $\varphi_0 = 15^\circ$

5. Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, inwieweit die am hiesigen Institut unter Leitung von Herrn Prof. Dr. Hermann Dänzer entwickelten theoretischen Unterlagen den Bau eines gut funktionierenden Wendellinearbeschleunigers erlauben, und welche Beschleunigungseigenschaften zu erwarten sind. Dazu wurde ein 3 m langer Wendellinearbeschleuniger zur Protonenbeschleunigung von 6,8 auf 10,4 MeV berechnet und gebaut. Mit diesem Beschleuniger wurden allerdings aus technischen Gründen anstelle von Protonen Elektronen im gleichen Geschwindigkeitsintervall beschleunigt, d.h., von 3,7 auf 5,66 keV. Dadurch verringerte sich die benötigte Hochfrequenzleistung um den Faktor $3 \cdot 10^{-7}$, und zur Fokussierung genügte ein axiales Magnetfeld. Trotz dieser und noch weiterer Vereinfachungen verhalten sich die Elektronen bei der Beschleunigung genau wie Protonen, die über den gleichen Geschwindigkeitsbereich beschleunigt werden. Die mit der Gegenfeldmethode gemessenen Energieverteilungen der Elektronen sind deshalb völlig den Spektren der entsprechenden Protonen analog.

Einfangbereich und Energieverteilung der beschleunigten Teilchen wurden in Abhängigkeit von der Einschußenergie, der Frequenz und der Hochfrequenzleistung (und damit der Sollphase) experimentell untersucht. Dabei zeigte sich ganz allgemein, daß der Wendelbeschleuniger im Betrieb recht unkritisch ist: Änderung der Frequenz um 10% und der Einschußenergie um 5% verursachten nur geringfügige Verformungen der Energiespektren. Der Vergleich der gemessenen und der aufgrund der Phasenschwingungen berechneten Energiespektren ergab eine sehr gute Übereinstimmung sowohl in ihrer Form und der Lage auf der Energieskala als auch hinsichtlich des Einfangbereiches. Daraus folgte u.a., daß die bei der Lösung des Wicklungsproblems angenommene Beziehung zwischen der Hochfrequenzleistung und der axialen elektrischen Feldstärke (Reihenimpedanz $\mathfrak{Z}$) im Rahmen der Meßgenauigkeit richtig war.

Abschließend kann gesagt werden, daß ein Wendellinearbeschleuniger nach den hier benutzten theoretischen Unterlagen genügend genau berechnet werden kann, relativ einfach im Aufbau und unkritisch im Betrieb ist. Ein so konstruierter Protonenbeschleuniger hätte gegenüber dem Driftröhrenbeschleuniger nach Alvarez außerdem den Vorzug kleineren Tankdurchmessers (12 cm gegenüber 100 cm), so daß die Fokussierung mittels magnetischer Quadrupole hier einfacher wäre. Ferner hätte ein Wendelbeschleuniger kleinere Einschwingzeiten als der Alvarez-Typ, was im Verein mit der guten Kühlmöglichkeit große Strahlströme ermöglichen würde. Der Einfangbereich und die Energieschärfe der beschleunigten Protonen könnten - ähnlich wie beim Driftröhrenbeschleuniger - durch Bündelungsröhren (bunching und debunching) erhöht werden (15). Außerdem würde man bei der Berechnung des Beschleunigers darauf achten, daß ein Energieknoten der eingefangenen Teilchen gerade am Beschleunigerausgang liegt.

Den Herren Helmut Herminghaus und Dr. Jürgen Schlösser danke ich herzlich für zahlreiche wertvolle Diskussionen und Hilfe beim Aufbau der Apparaturen.

Dank schulde ich ferner Herrn Robert Skoutajan für die Anfertigung des Netzgerätes, aus dem das Einschußgerät gespeist wurde, und dem Leiter der Institutswerkstatt, Herrn Mechanikermeister Wilhelm Hoffmann, für die sorgfältige Durchführung aller entsprechenden Arbeiten.

Ganz besonders danke ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Hermann Dänzer, der diese Arbeit anregte und sie durch wertvolle Ratschläge förderte, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Unterstützung des Beschleunigerprojektes.

Anhang

Bei Entwurf und Bau des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Wendellinearbeschleunigers wurden die Ergebnisse benutzt, die die theoretische Untersuchung des sogenannten Schichtmodells und eine für die Wendel entwickelte Leitungstheorie für das hochfrequenztechnische Verhalten des Wellenleiters lieferten.

Beim Schichtmodell wird die reale Wendel durch ein unendlich dünnes Rohr ersetzt, dessen Radius einem mittleren Wendelradius entspricht und dessen elektrische Leitfähigkeit in Richtung des Wendeldrahtes unendlich groß, senkrecht dazu null ist. Durch diese Idealisierung, bei der die endliche Wendeldrahtstärke unberücksichtigt bleibt, erhält man einfache Randbedingungen und kann die Maxwell'schen Gleichungen lösen. Die Wendel ist nach diesem Modell schon mehrfach berechnet worden (12,13,14), meist in Hinblick auf ihre Verwendung in Wanderfeldröhren; Johnson (3) und Müller und Rembser (9) untersuchten anhand des Schichtmodells speziell die Anwendung wendelförmiger Wellenleiter zur Protonenbeschleunigung.

Im Gegensatz zum Schichtmodell berücksichtigt die in der Dissertation von H. Hermininghaus (11) durchgeführte leitungstheoretische Behandlung der Wendel die endliche Wendeldrahtstärke. Die Vorgänge auf der Wendel werden dabei als quasistationär betrachtet. Außerdem wird vorausgesetzt, daß der Windungsabstand klein und die Wendel aus dickem Draht gewickelt ist. Beide Voraussetzungen sind beim Elektronenmodell gut erfüllt. Die Ergebnisse dieser Theorie zeigten eine bessere Übereinstimmung mit den Experimenten als die Ergebnisse, die aufgrund des Schichtmodells gewonnen wurden. Wegen näherer Einzelheiten sei auf die erwähnten Arbeiten (9) und (11) verwiesen. Im folgenden sollen nur einige für den Wendellinearbeschleuniger besonders wichtige Größen in Abhängigkeit von der Geometrie des Wellenleiters und der Frequenz angegeben werden, wie sie sich

nach der Theorie des Schichtmodells und nach der Leitungstheorie ergaben. Es handelt sich dabei um die Reihenimpedanz (axiale elektrische Feldstärke, bezogen auf den Leistungsfluß), um die Dämpfung des Leistungsflusses längs der Wendel und ferner um die Phasengeschwindigkeit der Welle auf der Wendelachse.

In den Gleichungen bedeuten die einzelnen Buchstaben:

a = Wendelradius, b = Außenleiterradius, d = Wendeldrahtdurchmesser, s = Windungsabstand, γ = Steigungswinkel.

λ_0 = Betriebswellenlänge, λ = Rohrwellenlänge. $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ sind die entsprechenden Wellenzahlen.

v_{Ph} = Phasengeschwindigkeit auf der Wendelachse, c = Lichtgeschwindigkeit, $\beta = v_{Ph}/c$.

E_0 = Amplitude der axialen elektrischen Feldstärke,

S = Hochfrequenzleistungsfluß, p = Verluste im Wellenleiter pro Längen- und Zeiteinheit, σ = Oberflächenleitfähigkeit.

$\xi = E_0^2/S$ = Reihenimpedanz, $\eta = E_0^2/p$ = Parallelimpedanz,

$l_0 = p/S = \xi/\eta$ = Dämpfungslänge des Leistungsflusses.

Ergebnisse des Schichtmodells.

In den folgenden Gleichungen ist zur Abkürzung gesetzt:

$$x = a \cdot \sqrt{k^2 - k_0^2} \quad y = b \cdot \sqrt{k^2 - k_0^2}$$

Ferner bedeuten I_0 , I_1 , K_0 , K_1 die modifizierten Bessel-, bzw. Hankelfunktionen. Bei allen Zylinderfunktionen, die ohne Argument auftreten, ist das Argument x zu ergänzen. Außerdem wurden folgende Abkürzungen verwendet:

$$\begin{aligned} D_{00} &= 1 - \frac{I_0(x) \cdot K_0(y)}{K_0(x) \cdot I_0(y)} & D_{11} &= 1 - \frac{I_1(x) \cdot K_1(y)}{K_1(x) \cdot I_1(y)} \\ D_{01} &= 1 + \frac{I_0(x) \cdot K_1(y)}{K_0(x) \cdot I_1(y)} & D_{10} &= 1 + \frac{I_1(x) \cdot K_0(y)}{K_1(x) \cdot I_0(y)} \end{aligned}$$

Reihenimpedanz:

$$\xi^{-1} = c \cdot \frac{\lambda_0^2}{8\pi^3} \cdot \frac{\beta^3}{(1-\beta^2)^2} \cdot \frac{I_0}{K_0} \left[2 - \frac{1}{2}x \left(\frac{I_0}{I_1} - \frac{I_1}{I_0} + \frac{K_1}{K_0} - \frac{K_0}{K_1} \right) + \frac{1}{2}\pi x I_0 \cdot K_0 \cdot G \right] \quad (1)$$

mit

$$\begin{aligned} G &= \frac{I_1}{I_0} \left(\frac{D_{01}}{D_{00}} - 1 \right) + \frac{K_1}{K_0} \left(\frac{D_{10} + D_{11}}{D_{00}} - 2 \right) \\ &+ \frac{2}{\pi^2 x} \frac{1}{K_0^2 I_0^2(y) D_{00}^2} \left(1 - \frac{I_1 K_0}{I_0 K_1} \frac{D_{00}}{D_{11}} \frac{I_0^2(y)}{I_1^2(y)} \right) \\ &+ \frac{1}{2}x \left[\frac{I_1 K_0}{I_0 K_1} \left(\frac{D_{01}^2}{D_{00} D_{11}} - 1 \right) - \frac{K_1^2}{K_0^2} \left(\frac{D_{10}^2}{D_{00}^2} - 1 \right) - \frac{K_1 I_0}{K_0 I_1} \left(\frac{D_{11}}{D_{00}} - 1 \right) \right] \end{aligned}$$

Die Funktion G erfaßt den Einfluß des Außenleiters.

Parallelimpedanz:

$$\eta^{-1} = \frac{c^{\frac{1}{2}}}{4\pi^3} \sqrt{\frac{\lambda_0}{\sigma}} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{I_0 I_1}{x K_0 K_1} \frac{1}{D_{00} D_{11}}$$

$$\left[\frac{1}{4\pi \cos \psi} \frac{1}{I_{1(x)}} + \frac{a}{b I_{1(y)}} \left(1 + \frac{k_0^2}{k^2 - k_0^2} \frac{I_0 K_1}{K_0 I_1} \frac{D_{11}}{D_{00}} \frac{I_{1(y)}^2}{I_0^2(y)} \right) \right] \quad (2)$$

Die Dämpfungslänge l_0 ist durch den Quotienten $\frac{\xi}{\eta}$ gegeben.

Phasengeschwindigkeit:

$$\frac{k^2 - k_0^2}{k_0^2} \frac{I_0 K_0}{I_1 K_1} \frac{D_{00}}{D_{11}} = \operatorname{ctg}^2 \psi \quad (3)$$

Ergebnisse der Leitungstheorie.

Es gelten hier folgende Abkürzungen:

$$\epsilon = \frac{k}{\gamma} = \sqrt{\epsilon'^2 - q(\epsilon'^2 + 1)}$$

$$\gamma = \frac{1}{s} \sqrt{\frac{D}{K}}$$

$$\epsilon' = k_0 \cdot \frac{2\pi a}{s} \cdot \frac{1}{\gamma}$$

$$q = \sqrt{1 - q(\epsilon'^2 + 1)}$$

$$q = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 4\epsilon'^2 \frac{1 - \frac{Cp}{4 + \epsilon'^2}}{1 + \epsilon'^2}} \right)$$

$$D = \frac{s \cdot b^2}{b^2 - a^2}$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{s}{\ln \frac{s}{a}}$$

$$K = \frac{2\pi a}{4 \ln \left[\frac{s}{a} \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{s}{s} \right)^2} \right) \right]}$$

Reihenimpedanz:

$$\xi \left[\frac{\left(\frac{KV}{cm} \right)^2}{MW} \right] = 30 \cdot \frac{4\pi a}{K \cdot s^2} \cdot \frac{1}{I_o^2(ka)} \cdot \frac{2\pi a}{s} \cdot \beta \cdot \frac{1}{1 + \frac{d^2}{\epsilon^2}} \quad (1a)$$

Dämpfungslänge:

$$l_{o[cm]} = \frac{K_o}{G} \cdot \frac{2\pi a s \sqrt{K \cdot D}}{A + B \cdot k^2 + V \cdot k^4} \cdot \frac{d^2 + \epsilon^2}{\epsilon} \quad (2a)$$

mit:

$$A = s^2 \left[1 + \frac{1}{\left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)^2} + \frac{b}{a} \frac{s}{\left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)^2} \right]$$

$$B = \frac{8s^3 K}{d \pi^2} \arctg\left(\frac{1}{g}\right) \cdot \left(1 + \frac{1}{\frac{b^2}{a^2} - 1} \right) + \frac{2d K^2}{4g}$$

$$V = \frac{K^2 \cdot s^4 (g^2 + 1)}{2 \pi d g}$$

$$g = \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s} \right)^2}$$

Phasengeschwindigkeit:

$$v_{ph} = \frac{c \cdot s}{2\pi a} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - q \frac{\epsilon^2 + 1}{\epsilon^2}}} \quad (3a)$$

Literaturverzeichnis

- 1 W.Walkinshaw
K.Wyllie Math. Memo 57 (1948)
- 2 K.Johnson
H.Dahl Chr. Michelsens Inst. Beretrn.14
(1951)
- 3 K.Johnson On the Theorie of Linear
Accelerators. Chr.Michelsens
Inst. Beretrn.16 (1954)
- 4 K.Johnson Cern - PS/KJ 27 (1954)
- 5 D.R.Chick u.a. Nature 180 (1957)
- 6 R.Servranckx Bull.Ac.Roy.Belg.Sc.40 (1954)
- 7 R.Servranckx Bull.Ac.Roy.Belg.Sc.41 (1955)
- 8 G.Dome
R.Servranckx L'Onde Electrique 367 (1957)
- 9 W.Müller
J.Rembser Nucl. Instr. 4 (1959)
- 10 H.Herminghaus Über Hochfrequenzeigenschaften
abgeschirmter Wendelleitungen
im Hinblick auf den Bau eines
Wendellinearbeschleunigers.
Diplomarbeit 1959, Inst.f.Angew.
Physik, Frankfurt-Main. (Unver-
öffentlicht)
- 11 H.Herminghaus Eine Erweiterung der Leitungs-
theorie auf den Wellenleiter
eines Wendellinearbeschleunigers.
Dissertation 1961, Inst. f.Angew.
Physik, Frankfurt-Main
- 12 J.R.Pierce Travelling Wave Tubes
Van Nostrand (1959)
- 13 K.Pöschl A.E.U. 7 (1953)
- 14 H.Kaden A.E.U. 5 (1951)
- 15 The Cern Proton Synchrotron
2.Teil (Injection) 26 (1960)

Lebenslauf

Am 7. 1. 1931 wurde ich, Horst Klein, in Frankfurt am Main als Sohn des Stadtamtmanns Hans Wilhelm Klein und seiner Ehefrau Erika, geb. Rabbe, geboren.

Von Ostern 1937 bis Herbst 1941 besuchte ich in Frankfurt die Volksschule und dann das humanistische Kaiser-Friedrich- (jetzt Heinrich-von-Gagern-) Gymnasium, Frankfurt, bis zum Abitur im Jahre 1951.

Anschließend begann ich mit dem Physikstudium an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt, und legte 1953 die Diplom-Vorprüfung ab. Im Institut für Angewandte Physik fertigte ich unter Leitung von Herrn Professor Dr. Hermann Dänzer meine Diplomarbeit "Bau, Wirkungsweise und kernphysikalische Anwendungen einer kontinuierlich empfindlichen Diffusions-Nebelkammer" an und bestand im Juli 1957 die Diplom-Hauptprüfung.

Seit März 1957 war ich Hilfsassistent und wurde im März 1958 mit der Verwaltung einer wissenschaftlichen Assistentenstelle im genannten Institut betraut.

Ende 1958 begann ich- wieder unter Leitung von Herrn Professor Dr. Hermann Dänzer - mit der Arbeit an der vorliegenden Dissertation.



